

**Titre:** Adaptation du modèle FEEDBACK pour évaluer les propriétés  
neutroniques d'un nouveau cœur CANDU-SCWR en géométrie  
hexagonale  
**Title:**

**Auteur:** Najoua Bejaoui  
**Author:**

**Date:** 2018

**Type:** Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis

**Référence:** Bejaoui, N. (2018). Adaptation du modèle FEEDBACK pour évaluer les propriétés  
neutroniques d'un nouveau cœur CANDU-SCWR en géométrie hexagonale [Ph.D.  
thesis, École Polytechnique de Montréal]. PolyPublie.  
**Citation:** <https://publications.polymtl.ca/3769/>

 **Document en libre accès dans PolyPublie**  
Open Access document in PolyPublie

**URL de PolyPublie:** <https://publications.polymtl.ca/3769/>  
**PolyPublie URL:**

**Directeurs de  
recherche:** Guy Marleau  
**Advisors:**

**Programme:** Génie nucléaire  
**Program:**

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ADAPTATION DU MODÈLE FEEDBACK POUR ÉVALUER LES PROPRIÉTÉS  
NEUTRONIQUES D'UN NOUVEAU COEUR CANDU-SCWR EN GÉOMÉTRIE  
HEXAGONALE

NAJOUA BEJAOU  
DÉPARTEMENT DE GÉNIE PHYSIQUE  
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

THÈSE PRÉSENTÉE EN VUE DE L'OBTENTION  
DU DIPLÔME DE PHILOSOPHIÆ DOCTOR  
(GÉNIE NUCLÉAIRE)  
NOVEMBRE 2018

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Cette thèse intitulée :

ADAPTATION DU MODÈLE FEEDBACK POUR ÉVALUER LES PROPRIÉTÉS  
NEUTRONIQUES D'UN NOUVEAU COEUR CANDU-SCWR EN GÉOMÉTRIE  
HEXAGONALE

présentée par : BEJAOUI Najoua

en vue de l'obtention du diplôme de : Philosophiæ Doctor

a été dûment acceptée par le jury d'examen constitué de :

M. ÉTIENNE Stéphane, Ph. D., président

M. MARLEAU Guy, Ph. D., membre et directeur de recherche

M. HÉBERT Alain, D. Ing., membre

Mme VARIN Élisabeth, Ph. D., membre externe

## DÉDICACE

*À tous ceux qui me sont chers et proches...*



## REMERCIEMENTS

À la fin de mon projet de thèse de doctorat, je tiens à remercier tout d'abord mon directeur de thèse, Monsieur Guy Marleau, professeur à l'Institut de Génie Nucléaire, pour avoir accepté de superviser mes travaux de recherche de doctorat. Je suis très fière d'avoir eu cette chance de travailler sous sa direction. Je serai éternellement reconnaissante à sa grande générosité, à ses encouragements et surtout à ses précieuses propositions pour mener à fin ce projet de thèse.

Je remercie également tous les membres de mon jury qui malgré leurs occupations, ont bien voulu prendre le temps de rapporter cette thèse : le président de jury le professeur Stéphane Étienne, le membre externe le docteur Élisabeth Varin et tout spécialement le professeur Alain Hébert d'avoir toujours accepté d'évaluer mes rapports de travaux de recherche.

Je tiens aussi à remercier les professeurs de l'institut de Génie Nucléaire, Monsieur Alberto Teyssedou et Monsieur Jean Koclas.

Je remercie tous mes amis et mes collègues de l'institut pour les échanges et les discussions variées qui ont rendu mémorables ces six dernières années.

Je voudrais exprimer mon remerciement et mon respect à Madame Lyne Dénommé et à Madame Joanne Sirois d'avoir facilité les complications administratives.

Bien entendu, je remercie tous les membres de ma famille et de ma belle-famille pour leurs encouragements. Un spécial remerciement s'adresse à mes parents et à ma soeur Naouel qui ont cru en moi et qui m'ont tenu la main depuis toute petite pour réaliser mes ambitions. Je veux souligner l'énorme effort de mon mari qui m'a accompagné tout au long de ce projet. Je n'oublierai jamais tes sacrifices dans les périodes les plus difficiles.

Finalement, je tiens à exprimer mon remerciement le plus particulier au petit génie à mes yeux, mon fils Raed. Je compte sur toi filston pour porter bien haut le flambeau de la Science.

## RÉSUMÉ

Le projet de recherche proposé ici s'inscrit dans le cadre du programme de recherche international portant sur les réacteurs de quatrième génération.

Premièrement, ce projet étend les domaines d'applicabilité de la chaîne de calcul de coeur DRAGON/DONJON aux réacteurs à eau supercritique en étudiant l'impact de la présence du thorium (distribué avec du plutonium) dans le combustible et l'impact des transitoires de puissances sur les bases de données du calcul de réacteur. Le modèle FBM, implémenté dans la chaîne DRAGON/DONJON pour la simulation des réacteurs CANDU, est adapté et appliqué aux réacteurs CANDU-SCWR.

Deuxièmement, il optimise les options du design du réacteur en analysant la faisabilité d'un modèle alternatif CANDU-SCWR compact basé sur la géométrie hexagonale tout en satisfaisant les objectifs fixés par le programme de réacteurs de quatrième génération.

Lors de l'adaptation du modèle FBM, une attention particulière a été portée aux paramètres locaux associés au combustible et au caloporteur. D'abord, l'effet de variation de la puissance de grappe sur les paramètres neutroniques de la cellule et du coeur est étudié. Cet effet est associé à la variation de la concentration isotopique de l'isotope fissile du combustible, à savoir l'uranium 233. Pour évaluer correctement la concentration de l'uranium de chaque grappe, la méthode de calcul utilisée consiste à résoudre les équations isotopiques associées à la chaîne d'évolution du thorium à l'étape de calcul du coeur. Cette méthode est utile pour simuler le rechargement du combustible par batch et à l'arrêt du réacteur. Elle permet de simuler les transitoires de puissances subies par la grappe à la mise en marche du réacteur. Ensuite, les effets de variation des paramètres thermohydrauliques associés au combustible et au caloporteur (la température et la densité) sont vérifiés et analysés. Il a été observé que les calculs de coeur CANDU-SCWR avec les modifications apportées au modèle FBM sont satisfaisants pour la simulation des perturbations des paramètres locaux de la grappe.

Pour proposer un modèle de coeur alternatif au modèle de coeur standard, des calculs de transport à l'échelle de la cellule et des calculs de diffusion du coeur entier sont réalisés. Les calculs de cellule avec les codes SERPENT et DRAGON permettent d'obtenir un premier aperçu des propriétés de la cellule hexagonale considérée lors de la conception du modèle du coeur compact. De plus, à partir des caractéristiques du réseau hexagonal, il a été possible d'optimiser une cellule hexagonale alternative permettant de réduire le volume du modérateur (en le remplaçant par le caloporteur) et d'améliorer les paramètres neutroniques de la cellule. Les calculs du coeur enchaînés sont réalisés avec le modèle FBM pour l'étude de performance

du modèle de coeur associé à cette cellule. Pour la simulation de ce modèle, un plan de rechargement a été mis en place avec succès pour réduire le facteur de puissance radiale du coeur.

Le modèle hexagonal optimisé a permis de réduire le volume du modérateur par canal en améliorant de 22% le taux de combustion maximal de grappe et de 11% le taux de combustion moyen du coeur par rapport au modèle standard. La différence de 17 mk sur la réactivité initiale du coeur augmente la longueur du cycle de 17%.

## ABSTRACT

The research project proposed here is carried out as part of the Generation IV international program.

First, this project extends the applicability of the DRAGON/DONJON computational core chain to supercritical water reactors. It studies the impact of the presence of thorium (distributed with plutonium) in the fuel and the impact of power transients on the reactor databases. Hence, the FBM model basically implemented to simulate CANDU reactors is modified and applied to the CANDU-SCWR reactors.

Second, it optimizes the reactor design options by analyzing the feasibility of an alternative compact CANDU-SCWR model based on hexagonal geometry while fulfilling the objectives set by the Generation IV reactor program.

When modifying the FBM model, a particular attention was paid to the local parameters associated with the fuel and coolant. First, the effect of the bundle power on the neutronic parameters of the cell and the core is studied. Such an effect is attributed to the variation in the isotopic concentration of the fissile isotope of the fuel, namely uranium 233. To assess properly the uranium concentration of each bundle of the core, the isotopic equations of the thorium evolution chain, implemented in the DRAGON code, are solved using the diffusion flux calculated by DONJON. This method is useful for simulating the reactor shutdown for batch refueling. It allows simulating the power transients encountered by the bundle when the reactor is started up. Then, the effects of variation in the thermal-hydraulic parameters associated with the fuel and coolant (temperature and density) are reviewed and analyzed. It was observed that the CANDU-SCWR core calculations made with FBM model revisions are satisfactory for predicting perturbations of his bundle's local parameters.

To propose an alternative core model to the regular one, cell transport calculations and diffusion calculations of the full core are performed. The cell calculations with SERPENT and DRAGON codes provide a first outline of the properties of the hexagonal cell considered when designing the compact core model. Moreover, based on the hexagonal grid features, it was possible to optimize an alternative hexagonal cell that would reduce the moderator volume (by replacing it with the coolant) and improve the cell's neutron parameters. Then, the full core calculations are performed with the FBM model to evaluate the performance of the core model associated with this cell. For the simulation of this new model, an alternative refueling scheme has been successfully implemented to reduce the channel power peaking factor.

The optimized hexagonal model provided a reduction in moderator volume per channel by improving the fuel maximum exit burn-up by 22% and the fuel average exit burn-up by 11% in comparison to the standard model. Also, a difference of 17 mk in the initial reactivity of the core increases its cycle length by 17%.

## TABLE DES MATIÈRES

DÉDICACE . . . . .	iii
REMERCIEMENTS . . . . .	iv
RÉSUMÉ . . . . .	v
ABSTRACT . . . . .	vii
TABLE DES MATIÈRES . . . . .	ix
LISTE DES TABLEAUX . . . . .	xiv
LISTE DES FIGURES . . . . .	xv
LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS . . . . .	xix
LISTE DES ANNEXES . . . . .	xx
CHAPITRE 1 INTRODUCTION . . . . .	1
1.1 Mise en contexte . . . . .	1
1.2 Éléments de la problématique . . . . .	2
1.3 Projet de recherche . . . . .	4
1.4 Contenu du document . . . . .	5
CHAPITRE 2 LE CALCUL NEUTRONIQUE ET LES MÉTHODES DE GÉNÉRA- TION DES BASES DE DONNÉES . . . . .	6
2.1 Présentation de l'équation de transport . . . . .	6
2.1.1 Le bilan des neutrons . . . . .	6
2.1.2 La forme intégro-différentielle . . . . .	7
2.1.3 La densité de source . . . . .	8
2.1.4 Formalisme multigroupe . . . . .	8
2.1.5 Forme caractéristique . . . . .	10
2.1.6 Forme intégrale . . . . .	10
2.2 Résolution de l'équation de transport . . . . .	10
2.2.1 Les méthodes de résolution . . . . .	10
2.2.2 La méthode des probabilités de collision . . . . .	11

2.3	Autres considérations pour la résolution de l'équation de transport . . . . .	14
2.3.1	Conditions aux frontières . . . . .	14
2.3.2	Autoprotection des résonances . . . . .	15
2.3.3	Condensation et homogénéisation . . . . .	16
2.3.4	Évolution isotopique . . . . .	16
2.4	L'équation de diffusion : la loi de Fick et les conditions aux frontières . . . . .	17
2.4.1	Équations de continuité et conditions aux frontières de l'équation de diffusion . . . . .	19
2.5	Équivalence transport-transport et transport-diffusion . . . . .	20
2.6	La chaîne de calcul de réacteur DRAGON/DONJON . . . . .	20
2.6.1	Calcul de cellule par DRAGON . . . . .	20
2.6.2	Calcul de coeur par DONJON . . . . .	21
CHAPITRE 3 RÉACTEURS À EAU SUPERCRITIQUE : DERNIERS DESIGNS À SPECTRE THERMIQUE . . . . .		25
3.1	Généralités sur les réacteurs de génération IV . . . . .	25
3.2	Introduction aux réacteurs à l'eau supercritique . . . . .	25
3.2.1	Pourquoi un réacteur à eau supercritique ? . . . . .	25
3.2.2	Description générale des réacteurs SCWR . . . . .	26
3.3	Les concepts SCWR actuels . . . . .	27
3.3.1	Le concept SCWR européen . . . . .	27
3.3.2	Le concept SCWR japonais . . . . .	30
3.3.3	Le concept SCWR américain . . . . .	31
3.3.4	Le concept SCWR chinois à spectre mixte . . . . .	33
3.3.5	Le concept SCWR coréen . . . . .	34
3.3.6	Le concept SCWR canadien . . . . .	35
3.4	Conclusion sur les différents modèles présentés . . . . .	36
CHAPITRE 4 LES RÉACTEURS DE TYPE CANDU : INTRODUCTION D'UN NOUVEAU CONCEPT . . . . .		37
4.1	Le combustible . . . . .	37
4.1.1	L'évolution de l'uranium naturel et de ses descendants dans le coeur . . . . .	37
4.1.2	L'évolution du thorium naturel et de ses descendants dans le coeur . . . . .	38
4.2	Le caloporteur . . . . .	39
4.3	Le rechargement du combustible . . . . .	40
4.4	Présentation générale du modèle de coeur CANDU-SCWR hexagonal . . . . .	41
4.4.1	Intérêt de l'optimisation du modèle du coeur cartésien . . . . .	41

4.4.2	Avantages d'un réacteur en géométrie hexagonale . . . . .	42
4.4.3	Contraintes liées aux structures mécaniques du coeur . . . . .	43
4.4.4	Description du modèle de coeur étudié . . . . .	43
4.4.5	Description du canal et de la grappe de combustible étudiés . . . . .	45
4.4.6	Plan de rechargement . . . . .	45
CHAPITRE 5	PRÉSENTATION DES MODÈLES DE SIMULATION . . . . .	49
5.1	Présentation du modèle de calcul SERPENT . . . . .	49
5.1.1	Présentation générale du code SERPENT . . . . .	49
5.1.2	Modèle de calcul de la cellule unitaire CANDU-SCWR . . . . .	51
5.2	Présentation du modèle de calcul DRAGON . . . . .	53
5.2.1	Définition de la géométrie et des mélanges . . . . .	53
5.2.2	Analyse de la géométrie . . . . .	53
5.2.3	Calcul du flux neutronique . . . . .	55
5.2.4	Évolution du combustible et édition des résultats . . . . .	56
5.3	Génération des bases de données . . . . .	57
5.4	Présentation du modèle de calcul DONJON . . . . .	58
5.4.1	Définition de la géométrie du coeur . . . . .	59
5.4.2	Attribution des propriétés nucléaires aux différentes cellules du réac- teur et au réflecteur . . . . .	59
5.4.3	Interpolation des bases de données . . . . .	60
5.4.4	Résolution de l'équation de diffusion . . . . .	61
5.4.5	Évolution du combustible . . . . .	61
CHAPITRE 6	ADAPTATION DU MODÈLE FBM POUR LA SIMULATION DES RÉACTEURS CANDU-SCWR . . . . .	62
6.1	Le modèle FBM . . . . .	62
6.1.1	Évaluation de la variation de la section efficace macroscopique . . . . .	62
6.1.2	Évaluation de la variation de la section efficace microscopique . . . . .	63
6.1.3	Évaluation des concentrations isotopiques . . . . .	64
6.1.4	Création de la base de données FBM pour CANDU-6 . . . . .	65
6.2	Adaptation du modèle FBM pour la cellule CANDU-SCWR . . . . .	66
6.2.1	Sélection des paramètres locaux pour la création de la base de données . . . . .	66
6.2.2	Traitement de l'effet de puissance . . . . .	68
6.3	Prise en compte du rechargement à l'arrêt du réacteur . . . . .	71
6.3.1	Effet de l'arrêt du réacteur . . . . .	72
6.3.2	Effet des manoeuvres de puissance . . . . .	74



6.3.3	Ajustement des concentrations isotopiques . . . . .	78
6.4	Modifications des modules CFC, AFM et REFUEL . . . . .	78
6.5	Création de la base de données pour CANDU-SCWR . . . . .	80

## CHAPITRE 7 APPLICATION DU MODÈLE FBM POUR LA SIMULATION DU

CANDU-SCWR . . . . .	82
7.1 Résultats du calcul de grappe . . . . .	82
7.1.1 Benchmark utilisé . . . . .	82
7.1.2 Procédure de vérification du modèle FBM . . . . .	83
7.1.3 Résultat de l'effet de puissance de la version originale FBM . . . . .	84
7.1.4 Interpolation des sections efficaces microscopiques . . . . .	85
7.1.5 Calcul des densités isotopiques et évaluation du facteur de multiplication effectif . . . . .	90
7.1.6 Simulation du redémarrage du réacteur et des manoeuvres de puissance	93
7.1.7 Effet de la température du caloporteur . . . . .	95
7.1.8 Effet de la densité du caloporteur . . . . .	97
7.2 Résultats du calcul de coeur . . . . .	98
7.2.1 Effet de densité et de température . . . . .	98
7.2.2 Effet de puissance . . . . .	100
7.3 Simulation du rechargement du coeur . . . . .	103
7.3.1 Présentation de la simulation . . . . .	103
7.3.2 Évaluation des concentrations isotopiques . . . . .	104
7.3.3 Effet des manoeuvres de puissances sur la réactivité du coeur . . . . .	106
7.3.4 Effet des manoeuvres de puissances sur la distribution radiale de puissance . . . . .	108
7.3.5 Effet des manoeuvres de puissances sur la distribution axiale de puissance	108
7.4 Conclusion sur l'adaptation de FBM aux réacteurs CANDU-SCWR . . . . .	111

## CHAPITRE 8 OPTIMISATION ET SÉLECTION DES CELLULES COMPACTES

PERFORMANTES . . . . .	115
8.1 Évaluation des propriétés neutroniques de la cellule hexagonale . . . . .	115
8.1.1 Présentation de la cellule cartésienne et la cellule hexagonale de référence	116
8.1.2 Le facteur de multiplication infini . . . . .	117
8.1.3 Le spectre neutronique . . . . .	119
8.1.4 La longueur du cycle et le rapport d'inventaire fissile . . . . .	121
8.1.5 La réactivité du vide . . . . .	123
8.2 Optimisation des cellules du modèle compact . . . . .	125

8.2.1	Critères de sélection des cellules performantes . . . . .	125
8.2.2	Présentation des cellules hexagonales . . . . .	126
8.2.3	Comparaison des facteurs de multiplication infinis . . . . .	128
8.2.4	Comparaison des coefficients de réactivité de vide . . . . .	129
8.2.5	Comparaison des $k_{\infty}$ pour le combustible évolué . . . . .	129
8.2.6	Sélection des cellules performantes . . . . .	130
8.3	Génération des bases de données . . . . .	131
CHAPITRE 9 ÉVALUATION DES PROPRIÉTÉS NEUTRONIQUES DU COEUR		133
9.1	Optimisation du plan de rechargement hexagonal . . . . .	134
9.2	Réactivité du coeur . . . . .	136
9.3	Distribution de puissance . . . . .	137
9.4	Taux de combustion . . . . .	140
9.5	Coefficient de réactivité de vide . . . . .	141
9.6	Évaluation des performances neutroniques des modèles étudiés . . . . .	142
CHAPITRE 10 CONCLUSION . . . . .		145
RÉFÉRENCES . . . . .		149
ANNEXES . . . . .		156

## LISTE DES TABLEAUX

Tableau 3.1	Caractéristiques des assemblages HPLWR cartésien et hexagonal . . .	29
Tableau 3.2	Propriétés du SCWR des États Unis . . . . .	32
Tableau 3.3	Caractéristiques des assemblages SCWR chinois . . . . .	34
Tableau 4.1	Caractéristique du caloporteur . . . . .	40
Tableau 4.2	Description de la grappe de combustible . . . . .	45
Tableau 4.3	Description du canal de combustible . . . . .	46
Tableau 4.4	Composition isotopique des mélanges . . . . .	46
Tableau 5.1	Isotopes à extraire dans FBM . . . . .	58
Tableau 6.1	Paramètres pour la création de la base de données FBM pour CANDU-6	66
Tableau 6.2	Rendements de fission . . . . .	71
Tableau 6.3	Paramètres pour la création de la base de données FBM pour CANDU- SCWR . . . . .	81
Tableau 7.1	$\Delta k_{\text{eff}} (mk)$ pour la cellule CANDU-6 . . . . .	84
Tableau 7.2	$\Delta k_{\text{eff}} (mk)$ pour la cellule CANDU-SCWR . . . . .	85
Tableau 7.3	Distribution axiale des paramètres thermohydrauliques le long du canal	99
Tableau 7.4	Effet de la concentration du bore sur la réactivité initiale et la longueur du premier cycle . . . . .	104
Tableau 8.1	$k_{\infty}$ pour le combustible frais . . . . .	118
Tableau 8.2	Effet des conditions aux frontières et du modèle de fuite sur le $k_{\infty}$ . .	119
Tableau 8.3	Coefficients de réactivité de vide des cellules cartésienne et hexagonale	125
Tableau 8.4	Distances entre les différentes régions de la cellule CANDU-SCWR . .	128
Tableau 8.5	Comparaisons des modèles hexagonaux . . . . .	129
Tableau 8.6	Résultats des comparaisons des modèles hexagonaux . . . . .	130
Tableau 9.1	Paramètres du coeur . . . . .	134
Tableau 9.2	Nombre de canaux de combustible par plan de rechargement . . . . .	136
Tableau 9.3	Propriétés du coeur à l'équilibre (cycle 7) . . . . .	143
Tableau A.1	Vérification des volumes analytiques et numériques . . . . .	159
Tableau A.2	Erreurs sur les volumes calculées numériquement par NXT . . . . .	160
Tableau A.3	Comparaison des $k_{\infty}$ de DRAGON et SERPENT pour différents com- binaisons de discrétisation et paramètres de tracking . . . . .	160

## LISTE DES FIGURES

Figure 3.1	Diagramme de phases de l'eau (gauche) et diagramme température-entropie (droite) (IRSN, 2012) . . . . .	26
Figure 3.2	Schéma représentatif du circuit d'eau dans le coeur HPLWR (Schulenberg <i>et al.</i> , 2008) . . . . .	28
Figure 3.3	Regroupement de $3 \times 3$ assemblages HPLWR (Fischer <i>et al.</i> , 2009) . .	29
Figure 3.4	Assemblage du modèle Japonais SCWR (Kamai <i>et al.</i> , 2006) . . . . .	31
Figure 3.5	Assemblage (droite) et coupe radiale du coeur (gauche) du SCWR américain (MacDonald <i>et al.</i> , 2004) . . . . .	32
Figure 3.6	Le SCWR-R coréen : le coeur du réacteur (gauche) et 1/8 de l'assemblage (droite) (Liu et Cheng, 2009) . . . . .	35
Figure 3.7	Schéma représentatif du coeur (à droite) et de la grappe de combustible à 64 crayons (à gauche) du réacteur CANDU-SCWR . . . . .	36
Figure 4.1	Vue schématique du cycle du thorium . . . . .	39
Figure 4.2	Variation du facteur de reproduction en fonction de l'énergie du neutron incident pour différents éléments . . . . .	40
Figure 4.3	Réseaux de 16 cellules à répartition cartésienne (a) et hexagonale (b)	42
Figure 4.4	Modèles de cellule cartésienne (gauche) et modèle de cellule hexagonale (droite) : le modérateur est en bleu, la structure mécanique requise pour visser le tube de force au couvercle du coeur est en jaune et la grappe est en rose . . . . .	43
Figure 4.5	Modèle du coeur cartésien . . . . .	44
Figure 4.6	Modèle du coeur hexagonal . . . . .	44
Figure 4.7	Grappe de combustible CANDU-SCWR étudiée . . . . .	45
Figure 4.8	Un quart du plan de rechargement cartésien . . . . .	48
Figure 5.1	Définition des cellules hexagonales avec SERPENT . . . . .	52
Figure 5.2	Exemple d'une cellule hexagonale avec régions annulaires concentriques contenant des grappes de crayons (CLUSTER) . . . . .	55
Figure 5.3	Exemple d'un assemblage 2D hexagonal avec régions annulaires concentriques . . . . .	55
Figure 5.4	Exemple d'un assemblage 2D hexagonal avec régions annulaires concentriques contenant des grappes de crayons (CLUSTER) . . . . .	56
Figure 5.5	Plan du réflecteur axial . . . . .	60
Figure 5.6	Plan du combustible sans réflecteur radial . . . . .	60

Figure 6.1	Effet de puissance sur les densités isotopiques . . . . .	68
Figure 6.2	Variation du $k_{\infty}$ et de $\Delta k_{\infty}$ à la suite d'un arrêt . . . . .	73
Figure 6.3	Variation de $N^X$ et de $\rho_X(mk)$ à la suite d'un arrêt . . . . .	74
Figure 6.4	Variation $N^{Pa}$ et de $N^U$ à la suite d'un arrêt . . . . .	74
Figure 6.5	Effet des manoeuvres de puissance sur la variation du $k_{\infty}$ et de la déviation $\Delta k_{\infty}$ . . . . .	75
Figure 6.6	Effet de l'arrêt du réacteur et des manoeuvres de puissance sur la variation des densités isotopiques . . . . .	76
Figure 6.7	Effet du redémarrage du réacteur à $P_{ref}$ sur la variation des sections efficaces microscopiques d'absorption du $^{233}Pa$ et de l' $^{233}U$ . . . . .	77
Figure 6.8	Effet du redémarrage du réacteur sur la variation du flux neutronique	78
Figure 6.9	Organigramme du module CFC de DRAGON . . . . .	79
Figure 6.10	Organigramme du module AFM de DONJON . . . . .	80
Figure 7.1	Géométrie utilisée pour la vérification du modèle FBM . . . . .	82
Figure 7.2	Effets de puissance sur les sections efficaces microscopiques condensées du $^{233}Pa$ et de l' $^{233}U$ . . . . .	86
Figure 7.3	Effets de puissance sur les sections efficaces microscopiques multigroupes du $^{233}Pa$ et de l' $^{233}U$ . . . . .	87
Figure 7.4	Sections efficaces microscopiques d'absorption du $Th^{232}$ , $^{233}Pa$ et de l' $^{233}U$ calculées par FBM et DRAGON . . . . .	89
Figure 7.5	Évaluation des densités isotopiques du $^{232}Th$ , $^{233}Pa$ et de l' $^{233}U$ de référence . . . . .	91
Figure 7.6	Variation de $k_{eff}$ et de $\Delta k_{eff}$ à la puissance de référence . . . . .	91
Figure 7.7	La déviation $\Delta k_{eff}$ calculée pour des niveaux de puissance inférieurs au niveau de référence . . . . .	92
Figure 7.8	La déviation $\Delta k_{eff}$ calculée pour des niveaux de puissance supérieurs au niveau de référence . . . . .	93
Figure 7.9	Effet des manoeuvres de puissances sur la variation du $k_{eff}$ et de sa déviation $\Delta k_{eff}$ d'une grappe CANDU-SCWR . . . . .	95
Figure 7.10	Variations des sections efficaces macroscopiques pour $T^c = 400\ K$ . .	96
Figure 7.11	Variations des sections efficaces macroscopiques pour $T^c = 700\ K$ . .	96
Figure 7.12	Variations du $k_{eff}$ et $\Delta k_{eff}$ en fonction du temps de combustion pour $N^c = 0.1\ g/cm^3$ . . . . .	97
Figure 7.13	Différences relatives de puissance par canal $\Delta P(\%)$ en début et en fin de l'évolution du combustible . . . . .	100
Figure 7.14	Profil de puissance axiale du calcul CPO hétérogène et du calcul FBM	101

Figure 7.15	Différences relatives de puissance par canal $\Delta P_c(\%)$ en fin de l'évolution du combustible . . . . .	102
Figure 7.16	Distribution axiale de puissance le long du canal . . . . .	102
Figure 7.17	Concentrations isotopiques au EOC $n^\circ 1$ (à gauche) et au BOC $n^\circ 2$ (à droite) . . . . .	106
Figure 7.18	La réactivité du coeur en début et en fin des cycles . . . . .	107
Figure 7.19	La longueur des cycles . . . . .	107
Figure 7.20	La puissance maximale du canal en début et en fin des cycles . . . . .	109
Figure 7.21	La puissance maximale de grappe en début et en fin des cycles . . . . .	109
Figure 7.22	Différences relatives en puissance de canal à l'équilibre (cycle 7) . . . . .	110
Figure 7.23	Distribution de puissance axiale en début des cycles . . . . .	111
Figure 7.24	Distribution de puissance axiale en fin des cycles . . . . .	112
Figure 7.25	Profil de puissance du canal au cycle $n^\circ 7$ calculé par <b>AFM</b> . . . . .	113
Figure 7.26	Profil de puissance d'un canal en 1D calculé par <b>DRAGON</b> (Harrison, 2015) . . . . .	113
Figure 8.1	Modèles de cellule cartésienne (a) et cellule hexagonale (b) analysés par le module <b>EXCELT</b> de <b>DRAGON</b> . . . . .	116
Figure 8.2	Les modèles <b>SERPENT</b> de la cellule hexagonale (a) et de la cellule cartésienne (b) . . . . .	117
Figure 8.3	Variation du spectre neutronique . . . . .	120
Figure 8.4	Distribution de puissance et de flux thermique dans les deux cellules par <b>SERPENT</b> . . . . .	121
Figure 8.5	Les taux de réactions de la cellule cartésienne et hexagonale . . . . .	122
Figure 8.6	Différences relatives (%) des taux de réactions . . . . .	122
Figure 8.7	$k_\infty$ et FIR en fonction du temps . . . . .	123
Figure 8.8	Effet de variation de la densité du caloporteur extérieur sur le $k_\infty$ . . . . .	124
Figure 8.9	Paramétrisation de la cellule hexagonale . . . . .	127
Figure 8.10	Variation du $k_\infty$ et de l'écart $\Delta$ en fonction du temps . . . . .	131
Figure 9.1	Plans de rechargement étudiés par Galperin <i>et al.</i> (1997) (à droite) et par Oka et Koshizuka (1993) (à gauche) . . . . .	135
Figure 9.2	Plan de rechargement du modèle <b>CANDU-SCWR</b> hexagonal . . . . .	136
Figure 9.3	Distribution des sites d'exposition sur un sixième du plan de rechargement du modèle <b>CANDU-SCWR</b> hexagonal . . . . .	137
Figure 9.4	Réactivité du coeur en début et en fin du cycle . . . . .	138
Figure 9.5	Longueurs des cycles . . . . .	138
Figure 9.6	Puissance maximale de canal en début et en fin du cycle . . . . .	139

Figure 9.7	Puissance maximale de grappe en début et en fin du cycle . . . . .	139
Figure 9.8	Distribution de puissance axiale en début et en fin du cycle 7 . . . . .	140
Figure 9.9	Taux de combustion de sortie maximal de grappe et moyen du coeur	140
Figure 9.10	Coefficient de réactivité de vide . . . . .	141
Figure A.1	Géométrie utilisée pour la vérification des volumes analytiques et numériques . . . . .	156
Figure A.2	Vérification de l'emplacement des lignes de tracking générés par NXT dans toutes les directions (a) et dans une seule direction (b) d'une cellule (HEXTCEL et CLUSTER) . . . . .	157
Figure A.3	Vérification de l'emplacement des lignes de tracking générés par NXT dans une seule direction d'un assemblage (HEX et HEXT) . . . . .	158

## LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS

GIF	Generation IV International Forum
SCWR	Super Critical Water Reactor
CANDU	CANada Deuterium Uranium
ÉACL	Énergie Atomique du Canada Limitée
IAEA	International Atomic Energy Agency
ENDF	Evaluated Nuclear Data File
WIMS-D	Winfrith Improved Multigroup Scheme-D
WLUP	WIMS Library Update Program
ACE	A compact ENDF
HPLWR	High Performance Light Water Reactor
CEA	Commission de l'Énergie Atomique
LWR	Light Water Reactor Reactor
NERI	(Nuclear Energy Research Initiative
VHTR	Very High Temperature Reactor
MSR	Molten Salt Reactor
SCR	Super Critical Reactor
EPR	European Pressurised Reactor
REP	Réacteur à Eau sous Pression
GFR	Gaz-cooled Fast Reactor
LFR	Lead-cooled Fast Reactor
SFR	Sodium-cooled Fast Reactor
FBM	FeedBack Model
CPPF	Channel Power Peaking factor
CRV	Coefficient de Réactivité de Vide
BOC	Beginning Of Cycle
EOC	End Of Cycle
$UO_2$	Dioxyde d'uranium
MOX	Mixed OXides
ppm	partie par million



## LISTE DES ANNEXES

Annexe A	MISE À JOUR DU MODULE D'ANALYSE DE LA GÉOMÉTRIE NXT DE DRAGON . . . . .	156
Annexe B	IDENTIFICATION DES CELLULES DU COEUR HEXAGONAL .	161

## CHAPITRE 1 INTRODUCTION

### 1.1 Mise en contexte

Le Generation IV International Forum (GIF) est une initiative internationale dont l'objectif est de concevoir à l'horizon 2050 des réacteurs de nouvelle génération (GIF, 2002). Ces derniers devront produire moins de déchets radioactifs, présenter une sûreté accrue, résister à la prolifération militaire et être moins coûteux que les réacteurs actuels. Les six concepts de réacteurs retenus lors de ce forum sont :

- les réacteurs à très haute température (VHTR),
- les réacteurs à sels fondus (MSR),
- les réacteurs rapides à caloporteur au plomb (LFR),
- les réacteurs rapides à caloporteur au sodium (SFR),
- les réacteurs rapides à caloporteur gazeux (GFR),
- et les réacteurs refroidis à l'eau supercritique (SCWR)

Le développement du concept de réacteurs refroidis à l'eau supercritique, étudié dans les années 90 par l'Université de Tokyo (Khartabil *et al.*, 2005), est motivé par le fait que les centrales thermiques à combustible fossile accroissent leur efficacité thermique par l'utilisation de températures et de pressions supercritiques. Les chercheurs de l'Université de Tokyo ont montré que des efficacités similaires sont également possibles dans le cas des centrales nucléaires (Dobashi *et al.*, 1998). De ce fait, plusieurs pays ont été intéressés à développer leurs propres projets. Nous citons :

- le Canada, en particulier l'Énergie Atomique du Canada Limitée (AÉCL) et diverses universités, qui développent une version de réacteur CANDU (CANada Deuterium Uranium) refroidie à l'eau supercritique (CANDU-SCWR) (Metin *et al.*, 2016).
- le Japon qui s'intéresse au développement d'une version de réacteur à neutrons thermiques (Super LWR) (Kamai *et al.*, 2005) et d'une autre version plus récente à neutrons rapides (Super Fast LWR) (Oka *et al.*, 2010) ;
- les États Unis avec le projet NERI (Nuclear Energy Research Initiative), financé par le département de l'énergie nucléaire (DOE) (MacDonald *et al.*, 2004) ;
- la Corée du sud, qui développe un concept de réacteur SCWR utilisant un modérateur solide ( $ZrH_2$ ) (Liu et Cheng, 2009) ;
- quelques pays de l'Europe comme la France et l'Allemagne qui s'intéressent au projet High Performance Light Water Reactor (HPLWR), financé par la Commission européenne. Les acteurs principaux derrière le développement de ce projet sont Orano

(anciennement Areva), l'institut de technologie de Karlsruhe (KIT) et le commissariat de l'énergie atomique (CEA) (Fischer *et al.*, 2009) ;

La plupart des projets développés jusqu'à présent peuvent être généralisés de la manière suivante : la disposition des assemblages de combustible est de type cartésien ou hexagonal avec un modérateur liquide (eau lourde ou eau légère) ou solide (principalement de l'hydrure de zirconium) distribué dans le coeur pour assurer la thermalisation des neutrons. Le choix de la géométrie utilisée dépend à la fois des avantages qu'on peut en tirer et des propriétés du réacteur lui-même. La version canadienne SCWR étudiée actuellement place sur les coins d'un réseau carré des tubes de force qui sont immergés dans le modérateur à eau lourde. Le caloporteur, sous forme d'eau légère supercritique, circule à l'intérieur des tubes de force dans lesquels se trouvent les crayons de combustible enrichi. L'écartement des tubes de forces est maintenu par des "espaceurs" qui à leur tour permettent de verrouiller la cuve du réacteur. Le maintien du caloporteur supercritique à des températures élevées permet d'obtenir un rendement thermique d'environ 45%, par rapport au 30-35% des réacteurs CANDU-6 actuels (Metin *et al.*, 2016). Le design du réacteur a cependant évolué considérablement au cours du temps. La conception originale utilise des tubes de forces maintenus horizontalement avec des grappes de combustible à 42 crayons, le réacteur étant rechargé en marche (Chow et Khartabil, 2007). La conception actuelle, quand à elle, utilise des tubes de force disposés verticalement avec des grappes de combustible à 64 crayons. Le réacteur est rechargé à l'arrêt, le combustible passe trois cycles dans le coeur avant d'être retiré définitivement (Yetisir et Gaudet, 2014).

## 1.2 Éléments de la problématique

La détermination de la distribution du flux neutronique dans le coeur se fait à travers l'utilisation des codes de calculs de réacteurs nucléaires. Ces derniers se basent principalement sur la résolution numérique de l'équation de transport ou de l'équation de diffusion. Un certain nombre de méthodes numériques pour résoudre ces équations est présentement disponible. Ces méthodes sont regroupées en deux familles : déterministe et Monte Carlo. Les méthodes déterministes utilisent des approximations mathématiques pour simplifier l'équation de transport ou de diffusion. Les méthodes stochastiques suivent le parcours d'un grand nombre de neutrons dont les interactions sont générées de façon aléatoire en utilisant une méthode Monte Carlo.

La composition du coeur d'un réacteur nucléaire est généralement très hétérogène. Un calcul complet et précis de la neutronique de ce dernier est donc très complexe, car il doit prendre en compte toutes ces hétérogénéités au niveau spatial et dans les données nucléaires (les sections

efficaces). La résolution directe de l'équation de transport sur le cœur complet avec une discrétisation fine est actuellement inaccessible (Ligou, 1997). Des schémas de calcul sont donc développés pour obtenir des résultats très précis, avec des temps de calcul raisonnables. Un schéma de calcul standard repose principalement sur deux étapes de calculs distinctes (Reuss, 2003). Premièrement, on réalise sur chaque cellule (ou assemblage) un calcul en transport en milieu infini à deux dimensions avec des sections efficaces multigroupes autoprotégées. Ces calculs sont réalisés avec une modélisation géométrique détaillée de la cellule étudiée. Après une condensation en énergie et une homogénéisation spatiale, il en résulte des sections efficaces condensées à quelques groupes d'énergie et homogénéisées sur la cellule. Le code DRAGON3 est utilisé dans ce projet pour réaliser ces calculs (Marleau *et al.*, 2013). Deuxièmement, au niveau macroscopique, on réalise des calculs de diffusion du cœur complet en géométrie à trois dimensions utilisant généralement quelques groupes d'énergie. Si une plus grande précision est recherchée, ce calcul pourra être réalisé avec éventuellement un nombre de groupe d'énergie élevé. Le code de calcul DONJON3 permet de réaliser ce type de calcul avec plusieurs options : suivi du cœur tant que le combustible brûle ou qu'il est remplacé, cinétique espace-temps pour suivre des transitoires du cœur lors de la simulation d'un scénario d'accident nucléaire, etc (Varin *et al.*, 2011). On parle ainsi de la chaîne de calcul DRAGON3/DONJON3.

L'évolution du combustible d'un cœur de réacteur nucléaire change ses concentrations isotopiques à travers les réactions nucléaires qui peuvent avoir lieu. Il s'agit entre autres des fissions, d'absorptions, et aussi des décroissances radioactives. Il est essentiel de prendre ces phénomènes en compte puisque les concentrations isotopiques influencent directement les propriétés nucléaires macroscopiques des matériaux. Les calculs de cœur par DONJON permettent de suivre l'évolution du combustible en fonction du burnup. Ce dernier est défini comme l'énergie que le combustible fournit pour brûler une masse initiale  $M$  de noyaux lourds dans un volume  $V$  bien déterminé. Pour le calcul de réacteur utilisant l'uranium naturel ou enrichi comme combustible, le suivi en évolution est relativement facile à réaliser, car les sections efficaces moyennes de cellule dépendent presque exclusivement du burnup et ce indépendamment du niveau de puissance vu par la cellule. Cependant, pour les réacteurs à combustible MOX ou thorié (SCWR), la dépendance exclusive des sections efficaces au burnup n'est plus évidente. D'autres paramètres locaux de la cellule, comme la puissance, la température du caloporteur et la densité du caloporteur doivent être considérées lors de la génération de la base de données. Le modèle feedback FBM, implémenté dans la chaîne de calcul DRAGON/DONJON pour la simulation des réacteurs CANDU, peut être un bon alternatif pour la simulation de ces réacteurs (Sissaoui et Marleau, 1995).

### 1.3 Projet de recherche

Le module **NXT**, pour l'analyse de la géométrie de **DRAGON**, a été mis à jour afin de pouvoir réaliser des calculs de cellule et d'assemblage en géométrie hexagonale en 2D et en 3D. Cette mise à jour, avec la complicité de **DONJON** (qui traite déjà des géométries hexagonales), est en faveur du développement de ce projet qui consiste à étudier l'avantage d'un coeur **CANDU-SCWR** compact permettant de réduire la puissance maximale du combustible tout en conservant la même puissance moyenne de sortie du réacteur ainsi que les dimensions globales du coeur. Cette étude est réalisée avec le modèle feedback adapté aux réacteurs **CANDU-SCWR**.

Ce projet est composé principalement de deux grandes parties.

La première est dédiée à l'adaptation du modèle feedback aux réacteurs à combustible thorié, principalement le réacteur **CANDU-SCWR**. Cette étude est basée sur les faits suivants :

- la dépendance du flux neutronique à l'égard de la chaîne de formation de l' $^{233}\text{U}$  par la décroissance radioactive du  $^{233}\text{Pa}$  indique que le burnup ( $B$ ) peut ne pas être un paramètre totalement pertinent lors de l'interpolation des bases de données du combustible (Veeder, 1978).
- l'utilisation de l'eau légère supercritique pour refroidir le réacteur doit être prise en considération. La variation des paramètres thermohydrauliques du caloporteur le long du canal est très significative.
- le rechargement du combustible au thorium à l'arrêt du réacteur est un point délicat de l'évolution du combustible. Le changement d'inventaire isotopique combiné aux transitoires de puissance subit par la grappe déplacée au sein du coeur, doivent être considéré lors du calcul de coeur (Veeder, 1978).

Afin de générer une base de données pour le calcul de coeur **CANDU-SCWR** par le modèle **FBM**, le plus fidèlement possible, nous corrigeons l'effet de puissance sur la section efficace macroscopique à travers l'implémentation d'une méthode de calcul capable de représenter la dépendance du flux neutronique à l'égard de la chaîne de formation de l' $^{233}\text{U}$ . Cette méthode permet aussi de simuler les transitoires de puissance subies par la grappe au rechargement du combustible. De plus, nous vérifions et validons les lois d'interpolation implémentées dans **FBM** pour reproduire les effets associés à la variation des paramètres thermohydrauliques du caloporteur (température et densité).

La deuxième partie propose un nouveau modèle de coeur **CANDU-SCWR** en géométrie hexagonale. Ce dernier, appelé modèle de coeur compact, permet de réduire la puissance maximale de canal et le volume d'eau lourde par canal. Nous proposons ainsi d'évaluer ses performances

neutroniques par des comparaisons avec le modèle CANDU-SCWR actuel. La génération de la base de données pour le calcul de coeur sera assurée par le modèle feedback via la chaîne de calcul DRAGON/DONJON adapté à l'avance pour ce concept de réacteur (SCWR). Finalement, vu l'absence des données expérimentales et opérationnelles relatives au réacteur SCWR, la validation des calculs déterministes DRAGON sera effectuée par des comparaisons de calcul avec le code Monte Carlo SERPENT (Leppänen, 2007).

## 1.4 Contenu du document

Le contenu de ce document se divise en trois grandes parties.

La première partie permet d'élaborer sur les aspects fondamentaux de ce projet de recherche. Elle comprend trois chapitres. Le chapitre 2 présente les éléments à la base du transport neutronique et les méthodes de génération des bases de données pour le calcul de réacteurs. Une revue bibliographique des derniers concepts de réacteurs SCWR à spectre thermique est présentée au chapitre 3. Elle permet de se situer par rapport aux expériences précédentes dans le monde qui peuvent donner des indications sur les voies de recherche à emprunter. Le chapitre 4 s'intéresse à identifier les différences majeures entre les réacteurs CANDU et les réacteurs CANDU-SCWR. Il permettra ainsi d'expliquer implicitement nos choix derrière les modifications à apporter au modèle feedback. Ce chapitre introduit, entre autres, le modèle de réacteur CANDU SCWR compact à étudier dans ce projet.

La deuxième partie de ce document présente les résultats de ce projet de recherche. Elle débute par le chapitre 5 qui présente les modèles de simulations DRAGON, SERPENT et DONJON. Ensuite, le chapitre 6 présente une introduction des principes physiques derrière le développement du modèle feedback dans DRAGON et DONJON. Il présente, par la suite, l'ensemble des mises à jour réalisées pour adapter ce modèle aux réacteurs SCWR. Les résultats de ces mises à jour sont présentés au chapitre 7. Le chapitre 8 présente la stratégie d'optimisation et de sélection des cellules compactes performantes. Enfin, le chapitre 9 évalue les performances du modèle de réacteur CANDU-SCWR compact.

La troisième partie s'attardera sur les conclusions à tirer de ce projet de recherche et aux travaux futurs suggérés et qui seront présentés au chapitre 10.

## CHAPITRE 2 LE CALCUL NEUTRONIQUE ET LES MÉTHODES DE GÉNÉRATION DES BASES DE DONNÉES

La méthode standard de détermination du flux neutronique d'un réacteur nucléaire utilise un calcul à deux étapes. La première étape résout l'équation de transport à l'échelle de la grappe à partir d'une cellule unitaire définie dans un espace à 2-D. Elle permet la création des bases de données moyennes à peu de groupes d'énergies. La deuxième étape résout l'équation de diffusion à l'échelle du coeur entier.

Ce chapitre présente premièrement, les notions théoriques derrière les calculs neutroniques en transport et en diffusion. Deuxièmement, il présente les méthodes de calcul des bases de données implémentées dans la chaîne de calcul DRAGON et DONJON.

### 2.1 Présentation de l'équation de transport

#### 2.1.1 Le bilan des neutrons

Le transport des neutrons dans les réacteurs nucléaires est régi par l'équation de Boltzman qui permet de déterminer la distribution des neutrons  $n(\vec{r}, V_n, \hat{\Omega}, t)$  dans l'espace des phases  $\{\vec{r}, V_n, \hat{\Omega}\}$ . où :

- $\vec{r}$  est le vecteur position des neutrons,
- $V_n$  est la norme du vecteur vitesse  $\vec{V}_n$  de déplacement des neutrons. Elle peut s'exprimer en fonction de l'énergie cinétique  $E = \frac{1}{2}m\|\vec{V}_n\|^2$ .
- $\hat{\Omega}$  est un vecteur unitaire représentant la direction angulaire de déplacement des neutrons (l'angle solide).

Cette équation est souvent présentée en fonction du flux angulaire  $\Phi(\vec{r}, \vec{V}_n, \hat{\Omega}, t)$  (Hébert, 2009)

$$\Phi(\vec{r}, \vec{V}_n, \hat{\Omega}, t) = V_n n(\vec{r}, V_n, \hat{\Omega}, \Delta t) \quad (2.1)$$

Le bilan neutronique dans l'hypervolume  $d^3r dV_n d^2\Omega$  autour de  $\{\vec{r}, V_n, \hat{\Omega}\}$  pendant l'intervalle de temps  $\Delta t$  s'écrit comme :

$$\begin{aligned} \text{Variation du nombre de neutrons} = & - \text{Neutrons perdus par collision} \\ & - \text{Neutrons sortants du volume } d^3r \\ & + \text{Neutrons créés} \end{aligned}$$

avec :

- La variation du nombre de neutrons pendant l'intervalle de temps  $\Delta t$  dans l'hypervolume  $d^3r dV d^2\Omega$  est définie par :  $n(\vec{r}, V_n, \hat{\Omega}, t + \Delta t) - n(\vec{r}, V_n, \hat{\Omega}, t)$ .
- Les neutrons perdus par collision pendant  $\Delta t$  sont définis par  $\Sigma(\vec{r}, V_n) \Phi(\vec{r}, \vec{V}_n, \hat{\Omega}, t) \Delta t$  en notant  $\Sigma(\vec{r}, V_n)$  la section efficace macroscopique totale du milieu.
- Les neutrons sortants du volume  $d^3r$  pendant  $\Delta t$  sont définis par  $\hat{\Omega} \cdot \vec{\nabla} \Phi(\vec{r}, V_n, \hat{\Omega}, t) \Delta t$
- Les neutrons créés pendant  $\Delta t$  dans l'hypervolume  $d^3r dV_n d^2\Omega$  autour de  $(\vec{r}, V_n, \hat{\Omega})$  sont exprimés en fonction de la densité de source  $Q(\vec{r}, V_n, \hat{\Omega}, t) \Delta t$ .

### 2.1.2 La forme intégral-différentielle

L'équation de transport s'écrit à partir du bilan neutronique comme (Hébert, 2009) :

$$\begin{aligned} \frac{n(\vec{r}, V_n, \hat{\Omega}, t + \Delta t) - n(\vec{r}, V_n, \hat{\Omega}, t)}{\Delta t} = & -\Sigma(\vec{r}, V_n) \Phi(\vec{r}, V_n, \hat{\Omega}, t) \\ & - \hat{\Omega} \cdot \vec{\nabla} \Phi(\vec{r}, V_n, \hat{\Omega}, t) \\ & + Q(\vec{r}, V_n, \hat{\Omega}, t) \end{aligned} \quad (2.2)$$

Lorsque la variation temporelle  $\Delta t$  tend vers zéro, la variation du nombre de neutrons pendant l'intervalle de temps  $\Delta t$  peut s'écrire sous la forme de dérivée partielle

$$\frac{\partial}{\partial t} n(\vec{r}, V_n, \hat{\Omega}, t) = \frac{1}{V_n} \frac{\partial}{\partial t} \Phi(\vec{r}, V_n, \hat{\Omega}, t) \quad (2.3)$$

La forme intégral-différentielle de l'équation de transport se reformule en fonction du flux angulaire comme

$$\begin{aligned} \frac{1}{V_n} \frac{\partial}{\partial t} \Phi(\vec{r}, V_n, \hat{\Omega}, t) = & -\Sigma(\vec{r}, V_n) \Phi(\vec{r}, V_n, \hat{\Omega}, t) \\ & - \hat{\Omega} \cdot \vec{\nabla} \Phi(\vec{r}, V_n, \hat{\Omega}, t) \\ & + Q(\vec{r}, V_n, \hat{\Omega}, t) \end{aligned} \quad (2.4)$$

Lorsqu'on s'intéresse à des phénomènes quasi statiques, la variable temporelle disparaît et l'équation 2.4 se simplifie. La formulation locale et statique de l'équation de transport est alors :

$$\Sigma(\vec{r}, V_n) \Phi(\vec{r}, V_n, \hat{\Omega}) + \hat{\Omega} \cdot \vec{\nabla} \Phi(\vec{r}, V_n, \hat{\Omega}) = Q(\vec{r}, V_n, \hat{\Omega}) \quad (2.5)$$



Les équations qui seront présentées plus tard sont en fonction de  $E$  plutôt qu'en fonction de  $V_n$ .

### 2.1.3 La densité de source

Le terme de droite de l'équation 2.5 représente la densité de source de neutron  $Q$ . Elle est donnée en fonction des sections efficaces de diffusion et de fission et du flux neutronique (Hébert, 2009) :

$$Q(\vec{r}, E, \hat{\Omega}) = \int_{4\pi} d^2\Omega' \int_0^\infty dE' \Sigma_s(\vec{r}, E \leftarrow E', \hat{\Omega} \leftarrow \hat{\Omega}') \Phi(\vec{r}, E', \hat{\Omega}') + \frac{1}{4\pi k_{eff}} \sum_{j=1}^{J^{fiss}} \chi_j(E) \int_0^\infty dE' v \Sigma_{f,j}(\vec{r}, E') \Phi(\vec{r}, E') \quad (2.6)$$

où :

- $\Sigma_s(\vec{r}, E \leftarrow E', \hat{\Omega} \leftarrow \hat{\Omega}')$  est la section efficace macroscopique de diffusion de l'énergie  $E'$  vers l'énergie  $E$  et de l'angle solide  $\hat{\Omega}'$  vers l'angle solide  $\hat{\Omega}$ . Ici, on prend en compte les sections efficaces des réactions  $(n, xn)$  vue que chacune d'elles (les réactions  $(n, xn)$ ) pourront être interprétées comme la superposition de  $n$  réaction de diffusion de façon à ce que  $\bar{\Sigma}_s = \Sigma_s + \sum_x x \Sigma(n, xn)$ .
- $\chi_j(E)$  est le spectre de fission. C'est la densité de probabilité pour l'isotope  $j$  d'émettre un neutron d'énergie  $E$ .  $J^{fiss}$  représente le nombre d'isotopes fissiles.
- $\Phi(\vec{r}, E') = \int d^2\Omega' \Phi(\vec{r}, E', \hat{\Omega}')$  est le flux intégré sur l'angle solide  $\hat{\Omega}'$ .
- $v \Sigma_{f,j}(\vec{r}, E')$  représente le nombre de neutrons émis par fission multiplié par la section efficace macroscopique de fission de l'isotope  $j$  à l'énergie  $E'$ .
- $k_{eff}$  est le facteur de multiplication par lequel on devise la source de fission pour assurer l'état d'équilibre stationnaire.

### 2.1.4 Formalisme multigroupe

La capacité du stockage des ordinateurs et le nombre de variables de l'espace des phases aquis pour la résolution de l'équation de transport commandent la subdivision du domaine continu de la variable énergie  $E$  en des intervalles d'énergie caractérisés chacun par une énergie fixe. Ces intervalles sont associés à des groupes de neutrons  $g$  d'énergie  $E_g$  (la théorie

multigroupe). Les équations suivantes sont utilisées pour calculer la moyenne d'une fonction ou d'une distribution  $X$  sur un groupe d'énergie  $g$  (Hébert, 2009) :

$$X_g = \langle X \rangle_g = \int_{E_g}^{E_{g-1}} dE X(E) \quad \text{si} \quad X(E) \quad \text{est une fonction} \quad (2.7)$$

$$X_g = \langle X \rangle_g = \frac{1}{\ln(E_{g-1}/E_g)} \int_{E_g}^{E_{g-1}} \frac{dE}{E} X(E) \quad \text{si} \quad X(E) \quad \text{est une distribution} \quad (2.8)$$

En général, on utilise la variable léthargie  $u = \ln(\frac{E_0}{E})$  sur le domaine  $[0, E_0]$  avec :

$$W_g = \{u; u_{g-1} \leq u \leq u_g\} \equiv \{E; E_g < E < E_{g-1}\} \quad g = 1, G$$

On définit  $u_g = \ln(\frac{E_0}{E_g})$  avec  $E_0$  l'énergie associée à  $u_0 = 0$ .

Ce formalisme multigroupe permet d'indexer l'équation 2.5 pour référer à un groupe d'énergie bien déterminé :

$$\Sigma_g(\vec{r}) \Phi_g(\vec{r}, \hat{\Omega}) + \hat{\Omega} \cdot \nabla \Phi_g(\vec{r}, \hat{\Omega}) = Q_g(\vec{r}, \hat{\Omega}) \quad (2.9)$$

avec :

$$\begin{aligned} Q_g(\vec{r}, \hat{\Omega}) = & \sum_{g'=1}^G \int_{4\pi} d^2\Omega' \Sigma_{s,g \leftarrow g'}(\vec{r}, \hat{\Omega} \leftarrow \hat{\Omega}') \Phi_{g'}(\vec{r}, \hat{\Omega}') \\ & + \frac{1}{4\pi k_{eff}} \sum_{j=1}^{J^{fiss}} \chi_{j,g} \sum_{g'=1}^G v \Sigma_{f,j,g'} \Phi_{g'}(\vec{r}) \end{aligned} \quad (2.10)$$

Les sections efficaces sont évaluées de façon à préserver les taux de réactions dans le groupe d'énergie considéré (Hébert, 2009). Elles sont données comme suit :

— Pour les sections efficaces vectorielles :

$$\Sigma_{i,g}(r) = \frac{1}{\phi_g(r, \hat{\Omega})} \int_{u_{g-1}}^{u_g} \Sigma_i(r, u) \phi(r, u, \hat{\Omega}) du$$

— Pour les sections efficaces de transfert d'un groupe  $g'$  à un groupe  $g$  :

$$\Sigma_{s,g \leftarrow g'}(r, \hat{\Omega}, \hat{\Omega}') = \frac{1}{\phi_{g'}(r, \hat{\Omega})} \int_{u_{g-1}}^{u_g} du \int_{u_{g'-1}}^{u_{g'}} du' \Sigma_s(r, u \leftarrow u', \hat{\Omega}, \hat{\Omega}') \phi(r, u', \hat{\Omega})$$

### 2.1.5 Forme caractéristique

On peut reformuler l'équation de transport en l'intégrant sur une trajectoire ou une droite de direction  $\hat{\Omega}$  pour donner la forme caractéristique s'écrivant comme suit (Hébert, 2009) :

$$\frac{d}{ds} \Phi_g(\vec{r} + s\hat{\Omega}, \hat{\Omega}) + \Sigma_g(\vec{r} + s\hat{\Omega}) \Phi_g(\vec{r} + s\hat{\Omega}, \hat{\Omega}) = Q_g(\vec{r} + s\hat{\Omega}) \quad (2.11)$$

avec  $s$  l'abscisse curviligne.

### 2.1.6 Forme intégrale

En ajoutant la notion de chemin optique  $\tau_g = \int_0^s ds' \Sigma_g(\vec{r} - s'\hat{\Omega})$  (Hébert, 2009), nous obtenons la forme intégrale de l'équation de transport :

$$\Phi_g(\vec{r}, \hat{\Omega}) = \int_0^\infty ds e^{-\tau_g(s)} Q_g(\vec{r} - s\hat{\Omega}, \hat{\Omega}) \quad (2.12)$$

## 2.2 Résolution de l'équation de transport

### 2.2.1 Les méthodes de résolution

La résolution de l'équation de transport repose sur deux approches générales (Hébert, 2009) : l'approche stochastique et l'approche déterministe.

Les méthodes stochastiques résolvent l'équation de transport en utilisant le principe des méthodes Monte Carlo (Kalos et Whitlock, 1986). Elles étudient le transport de lots de neutrons en simulant leurs vies choc après choc tout en représentant la géométrie détaillée du cœur et en utilisant des sections efficaces continues en énergie. Ces méthodes reposent pratiquement sur la génération de neutrons de façon aléatoire pour rendre compte du comportement statistique des interactions des neutrons avec la matière.

Ces méthodes consistent à modéliser un système au moyen de ses caractéristiques géométriques et nucléaires, et d'y simuler le parcours des neutrons ou d'autres particules. Ces méthodes évaluent le comportement le plus probable du système des neutrons en interpré-

tant les résultats d'un jeu de nombres tirés aléatoirement qui sert à modéliser les événements physiques possibles tout au long de la simulation.

L'utilisation de l'approche Monte Carlo permet de modéliser des systèmes à géométrie très complexe. C'est la raison pour laquelle en criticité, qui est un domaine où l'on rencontre souvent de telles géométries, ce sont les calculs Monte Carlo qui priment, alors qu'en physique des réacteurs, la majorité des calculs de production est réalisée en utilisant des méthodes de résolution déterministes.

L'inconvénient de cette approche est le temps de calcul qui est souvent très long. Ceci est dû au grand nombre d'historiques des neutrons requis pour réduire l'erreur statistique associée aux résultats. Elle est donc généralement utilisée pour des calculs de référence.

En employant le formalisme multigroupe, les méthodes déterministes résolvent numériquement l'équation de transport stationnaire. Selon la forme que peut prendre cette équation, on distingue plusieurs méthodes :

1. La méthode  $P_N$  (le flux neutronique et la section efficace sont développés en harmoniques sphériques d'ordre faible) et la méthode  $S_N$  (l'angle solide  $\hat{\Omega}$  est discrétisé suivant un certain nombre de directions) résolvent l'équation de transport écrite sous sa forme intégral-différentielle.
2. La méthode des caractéristiques  $MOC$  résout l'équation de transport sous sa forme caractéristique. Cette méthode s'appuie sur un calcul itératif du flux neutronique par la résolution de l'équation de transport sur des trajectoires traversant le domaine de calcul.
3. La méthode des probabilités de collision résout l'équation de transport sous sa forme intégrale.

### 2.2.2 La méthode des probabilités de collision

La méthode des probabilités de collision simplifie la détermination du flux neutronique (Hébert, 2009) en intégrant l'équation 2.12 sur la direction angulaire des neutrons suite au changement de variable suivant  $\vec{r}' = (\vec{r} - s\hat{\Omega})$ . L'équation de transport multigroupe devient alors :

$$\begin{aligned}
\Phi_g(\vec{r}) &= \int_{4\pi} d^2\Omega \Phi_g(\vec{r}, \hat{\Omega}) \\
&= \int_{4\pi} d^2\Omega \int_0^\infty ds e^{-\tau_g(s)} Q_g(\vec{r} - s\hat{\Omega}, \hat{\Omega}) \\
&= \int_{V_{i\infty}} d^3r' \frac{e^{-\tau_g(s)}}{s^2} Q_g(\vec{r}') \tag{2.13}
\end{aligned}$$

En général, la méthode des probabilités de collision est employée pour la simulation des géométries pavées à l'infini de cellules unitaires notée  $V_i^\infty$ . Chacune de ces cellules est discrétisée en un nombre  $N$  de régions de volume  $V_i$  pour lesquelles la source de neutrons est supposée constante. La section efficace de diffusion est développée en polynôme de Legendre au premier ordre suivant l'équation suivante :

$$\Sigma_{s,i,g \leftarrow g'}(\hat{\Omega} \leftarrow \hat{\Omega}') = \frac{1}{4\pi} \left[ \Sigma_{s,0,i,g \leftarrow g'} + 3\hat{\Omega} \cdot \hat{\Omega}' \Sigma_{s,1,i,g \leftarrow g'} \right] \tag{2.14}$$

Pour simplifier le calcul, on garde seulement le premier terme  $\frac{\Sigma_{s,0,i,g \leftarrow g'}}{4\pi}$ . Ainsi, en multipliant l'équation par  $\Sigma_g(\vec{r})$  et en intégrant sur chaque région  $V_i$ , on peut réécrire l'équation 2.13 comme suit :

$$\int_{V_j} d^3r \Sigma_g(\vec{r}) \Phi_g(\vec{r}) = \int_{V_j} d^3r \Sigma_g(\vec{r}) \sum_i Q_{i,g} \int_{V_{i\infty}} d^3r' \frac{e^{-\tau_g(s)}}{s^2} \tag{2.15}$$

Tel que :

$$Q_{i,g} = \sum_{g'=1}^G \frac{\Sigma_{s,0,i,g \rightarrow g'}}{4\pi} \Phi_{i,g'} + \frac{1}{4\pi k_{eff}} \sum_{j=1}^{J^{fiss}} \chi_{i,g} \sum_{g'=1}^G \nu \Sigma_{f,j,g'} \Phi_{i,g'} \tag{2.16}$$

L'équation 2.15 se simplifie et donne :

$$\Phi_{j,g} = \frac{1}{V_j \Sigma_{j,g}} \sum_i Q_{i,j} V_i P_{i,j,g} \tag{2.17}$$

où on a défini :

$$\Phi_{i,g} = \frac{1}{V_j} \int_{V_j} d^3r \Phi_g(\vec{r}) \quad (2.18)$$

$$\Sigma_{j,g} = \frac{1}{V_j \Phi_{j,g}} \int_{V_j} d^3r \Sigma_g(\vec{r}) \Phi_g(\vec{r}) \quad (2.19)$$

$$P_{ij,g} = \frac{1}{4\pi V_i} \int_{\infty} d^3r' \int_{V_j} d^3r \Sigma_g(\vec{r}) \frac{e^{-\tau_g(s)}}{s^2} \quad (2.20)$$

Dans l'équation précédente apparaît le facteur  $P_{ij,g}$  qui représente la probabilité pour un neutron crée dans une région  $V_i$  de subir sa première collision dans la région  $V_j$  : on l'appelle probabilité de collision (CP). En général, on utilise des sections efficaces constantes dans chaque région  $V_j$  et on a recours à l'utilisation des CP réduites  $p_{ij,g}$  telles que :

$$p_{ij,g} = \frac{P_{ij,g}}{\Sigma_{j,g}} = \frac{1}{4\pi V_i} \int_{\infty} d^3r' \int_{V_j} d^3r \frac{e^{-\tau_g(s)}}{s^2} \quad (2.21)$$

En tenant compte des propriétés de réciprocité et de conservation, l'équation peut être ramenée sous la forme suivante :

$$\Phi_g = W_g Q_g^* \quad (2.22)$$

sachant que :

$$\Phi_g = \{\Phi_{i,g}; \forall i\}$$

$$Q_g^* = \left\{ \sum_{h \neq g} \Sigma_{s,0,i,g \leftarrow h} \Phi_{i,h} + \frac{1}{k_{eff}} Q_{i,g}^{fiss}; \forall i \right\}$$

$$W_g = [I - P_g S_{s,0,g \leftarrow g}]^{-1} P_g$$

$$P_g = \{p_{ij,g}; \forall i, j\}$$

$$S_{s,0,g \leftarrow g} = diag\{\Sigma_{s,0,g \leftarrow g}\}$$

L'intégration numérique des probabilités de collisions se fait à l'aide de l'analyse de la géométrie étudiée (*Tracking*). À partir des matrices  $p_{ij,g}$ , le flux intégré est évalué sur chaque volume par deux calculs itératifs différents. La première itération (interne) se fait sur les sources de

diffusion pour obtenir le flux multigroupe et la deuxième itération (externe) permet de faire converger le  $k_{eff}$ . Parmi les inconvénients de la méthode des probabilités de collision est que le nombre de régions  $N$  à analyser est limité. Cela est dû au fait que l'espace mémoire requis pour stoker les PC qui est proportionnels à  $GN^2$ . De manière générale, au-delà de quelques milliers de régions, il est conseillé d'avoir recours à la méthode des caractéristiques où l'espace mémoire requis est proportionnel à  $GN$ .

## 2.3 Autres considérations pour la résolution de l'équation de transport

### 2.3.1 Conditions aux frontières

La résolution de l'équation de transport, dans un volume  $V$  donné, nécessite d'ajouter des conditions aux frontières permettant principalement de trouver une relation entre le flux entrant et le flux sortant. Il existe plusieurs façons de formuler ces conditions aux limites (Petrovic et Benoist, 1996) qui dépendent majoritairement de la géométrie du volume  $V$  et de sa frontière.

La condition d'albédo qui relie le flux entrant et le flux sortant du volume  $V$  sont reliés par l'équation 2.23 :

$$\phi(\vec{r}_f, E, \hat{\Omega}) = \beta \phi(\vec{r}_f, E, \hat{\Omega}') \quad \forall \vec{r}_f \in \partial V \quad (2.23)$$

où :

- $\beta$  est le coefficient de réflexion des neutrons à la surface de  $V$ .
- $\vec{r}_f$  est un point de la frontière et  $\vec{N}_{ext}$  est le vecteur unitaire normal à cette frontière ;
- $\hat{\Omega}'$  est la direction du neutron sortant ;
- $\hat{\Omega}$  est la direction du neutron entrant.

Pour certaines valeurs de  $\beta$ , on peut associer des conditions aux limites particulières :

- Si  $\beta = 0$ , le flux de neutrons entrant est nul et les conditions aux frontières sont des conditions aux frontières de vide.
- Si  $\beta = 1$ , le flux de neutrons entrant est égal au flux sortant. Les conditions aux frontières sont des conditions de réflexion. Dans ce cas, on distingue des conditions aux frontières de réflexion spéculaire et des conditions aux frontières blanches :
  1. Pour les conditions spéculaires, les neutrons atteignant la surface sont renvoyés vers l'intérieur comme s'ils étaient réfléchis par un miroir parfait. La frontière est

un plan de symétrie de la géométrie étudiée tels que

$$\hat{\Omega} \cdot \vec{N}_{ext}(\vec{r}_f) = -\hat{\Omega}' \cdot \vec{N}_{ext}(\vec{r}_f) \quad \text{et} \quad (\hat{\Omega} \times \hat{\Omega}') \cdot \vec{N}_{ext} = 0$$

2. Pour les conditions de réflexion blanche, les neutrons qui atteignent la surface du volume externe du volume  $V$  *oublient* leurs directions et sont renvoyés vers l'intérieur de ce volume de façon isotrope.

$$\phi(\vec{r}_f, E, \hat{\Omega}) = \frac{1}{\pi} \int_{\hat{\Omega}' \cdot \vec{N}_{ext}(\vec{r}_f) > 0} d^2\hat{\Omega}' \left[ \hat{\Omega}' \cdot \vec{N}_{ext}(\vec{r}_f) \right] \phi(\vec{r}_f, E, \hat{\Omega}')$$

### 2.3.2 Autoprotection des résonances

Le formalisme multigroupe introduit pour simplifier la résolution de l'équation de transport est à l'origine du développement de l'autoprotection des résonances. En effet, la section efficace multigroupe était supposée indépendante de l'énergie pour chaque groupe  $g$ . Le calcul de la moyenne de cette section efficace est nécessaire pour conserver le taux de réaction sur ce groupe  $g$ , étape qui a conduit à une surestimation du taux de réaction considéré. La correction de ces sections efficaces est appelée autoprotection de résonance (Hébert, 2009). Les isotopes résonnants sont les isotopes lourds qui présentent de fortes résonances au groupe d'énergie étudié. Pour chacun de ces isotopes, le calcul d'autoprotection évalue des propriétés nucléaires moyennes (taux de réaction et flux) relatives à la résonance du groupe d'énergie  $g$ . Les sections efficaces autoprotégées pour le calcul de flux multigroupe sont définies à partir de l'équation suivante :

$$\Sigma_g = \frac{\int_{E_g}^{E_{g-1}} dE \Sigma(E) \phi(E)}{\int_{E_g}^{E_{g-1}} dE \phi(E)} \quad (2.24)$$

L'expression 2.24 dépend directement du flux  $\phi(E)$  qui est encore inconnu. En général, pour calculer ces sections efficaces autoprotégées, on fait intervenir un flux approximatif  $\phi_0(E)$  dans l'équation 2.24 de façon à obtenir l'équation suivante (Hébert et Marleau, 1991) :

$$\Sigma_g = \frac{\int_{E_g}^{E_{g-1}} dE \Sigma(E) \phi_0(E)}{\int_{E_g}^{E_{g-1}} dE \phi_0(E)} \quad (2.25)$$

Le calcul du flux  $\phi_0(E)$  dépend de la nature des noyaux étudiés. Pour les noyaux résonnants,



$\phi_0(E)$  est décomposé en un flux macroscopique représentant la distribution du flux en dehors de la résonnance et un autre flux qui suit la forme du flux à l'intérieur des résonnances.

La méthode Stamm'ler généralisée implantée dans DRAGON3 est utilisée dans ce projet pour réaliser le calcul des sections efficaces autoprotégées.

### 2.3.3 Condensation et homogénéisation

Le calcul du flux neutronique du coeur d'un réacteur nucléaire se fait en deux étapes. La première est au niveau du calcul de la cellule ou de l'assemblage en transport permettant d'avoir des propriétés neutroniques des différentes régions étudiées. Cette étape est suivie du calcul du coeur utilisant les résultats issus de la première étape. L'hétérogénéité géométrique et au niveau de l'énergie relatives au calcul de la cellule ou de l'assemblage rendent trop long le temps de calcul en transport. Pour remédier ce problème, un processus d'homogénéisation des paramètres neutroniques sur des régions macroscopiques et un processus de condensation éventuelle sur les groupes d'énergie ont été développés et programmés (Courau, 2004). Ces processus permettent d'avoir des grandeurs multigroupes (dans le cas d'une condensation à deux groupes d'énergie, on parle du groupe le plus énergétique, groupe rapide, et du groupe le moins énergétique, le groupe thermique) et des grandeurs homogénéisées sur l'assemblage ou la cellule.

### 2.3.4 Évolution isotopique

Le suivi de la composition isotopique du combustible au cours d'un intervalle de temps  $t_f - t_i$  se fait à l'aide de la résolution des équations de Bateman (Hébert, 2009). Pour chaque isotope  $i$  suivi, la variation de la densité  $N_i$  au cours du temps est donnée par l'équation

$$\frac{dN_i(t)}{dt} = \sum_j [(\sigma_{j \rightarrow i} + Y_{j \rightarrow i} \sigma_{f,j}) \Phi(t) N_j(t) + \lambda_{j \rightarrow i} N_j(t)] - (\sigma_{a,i} \Phi(t) + \lambda_i) N_i(t) \quad (2.26)$$

où :

- $\sigma_{j \rightarrow i} \Phi(t)$  est le terme relatif à la réaction de formation de l'isotope  $i$  à partir de l'isotope  $j$  de section efficace  $\sigma_{j \rightarrow i}$ .
- $Y_{j \rightarrow i} \sigma_{f,j} \Phi(t)$  est le terme relatif à la formation de l'isotope  $i$  à partir de la fission de l'isotope  $j$  de section efficace de fission  $\sigma_{f,j}$  avec de rendement  $Y_{j \rightarrow i}$ .
- $\lambda_{j \rightarrow i} N_j(t)$  est le terme relatif à la formation directe de l'isotope  $i$  par la désintégration radioactive de l'isotope  $j$  de concentration  $N_j$  avec la constance de décroissance radioactive  $\lambda_{j \rightarrow i}$

- $\sigma_{a,i}\Phi(t)N_i(t)$  est le terme relatif à l'élimination de l'isotope  $i$  par absorption d'un neutron de section efficace  $\sigma_{a,i}$
- $\lambda_i N_i(t)$  est le terme relatif à l'élimination de l'isotope  $i$  par décroissance radioactive avec la constante radioactive  $\lambda_i$

La résolution de ces équations différentielles dépend du flux neutronique dans le combustible qui dépend entre autres des sections efficaces macroscopiques et des concentrations isotopiques. Pour simplifier la résolution de ces équations entre deux pas de temps  $t_i$  et  $t_f$ , l'évolution du combustible se fait à un niveau de puissance constant ( $P(t_i) = P(t_f)$ ) sur des intervalles de temps très faibles. Un processus d'itération interne est utilisé pour calculer la distribution finale de flux  $\Phi$  en espace et en énergie et les densités  $N_i$ . La condition ( $P(t_i) = P(t_f)$ ) doit être respectée en tout temps  $t$  de l'intervalle  $[t_i, t_f]$  (Hébert, 2009).

## 2.4 L'équation de diffusion : la loi de Fick et les conditions aux frontières

Le calcul du flux neutronique d'un cœur de réacteur nucléaire en évolution et en trois dimensions permet de considérer les conditions aux limites du réacteur et de simuler les fuites de neutrons. Cependant, pour résoudre l'équation de transport au niveau du calcul de cœur, plusieurs approximations devront être effectuées. Par exemple, l'intégration de l'équation de transport sur tous les angles solides mène au bilan neutronique suivant

$$\text{Taux de fuite} + \text{Taux de collision} = \text{Source}$$

traduit par l'équation

$$\nabla \cdot \vec{J}_g(\vec{r}) + \Sigma_g(\vec{r})\phi_g(\vec{r}) = Q_g(\vec{r}) \quad (2.27)$$

avec :

- $\vec{J}_g(\vec{r})$  est la densité de courant angulaire :

$$\vec{J}_g(\vec{r}) = \int_{4\pi} d^2\Omega \hat{\Omega} \cdot \Phi_g(\vec{r}, \hat{\Omega}) \quad (2.28)$$

- $Q_g(\vec{r})$  est la densité de source de neutron incluant les neutrons produits par les réactions de diffusion, par les réactions de type  $(n, xn)$  et par fission. Elle s'écrit sous la forme suivante :

$$Q_g(\vec{r}) = \sum_{g'=1}^G \Sigma_{g \leftarrow g'}(r)\phi_{g'}(\vec{r}) + \frac{\chi_g(\vec{r})}{k_{eff}} \sum_{g'=1}^G \nu \Sigma_{fg'}(\vec{r})\phi_{g'}(\vec{r}) \quad (2.29)$$

L'introduction de l'équation de diffusion est possible en procédant de deux façons différentes :

1. Soit en introduisant les harmoniques sphériques à travers les approximations  $P_n$ , plus spécifiquement l'approximation  $P_1$ . Le flux neutronique multigroupe  $\Phi_g(\vec{r}, \hat{\Omega})$  et la section efficace de diffusion  $\Sigma_{s,g \rightarrow g'}(\vec{r}, \hat{\Omega} \rightarrow \hat{\Omega}')$  sont développés en harmoniques sphériques (Bell et Glasstone, 1970) au premier ordre. Le développement du flux, par exemple, est donné par l'équation suivante :

$$\Phi_g(\vec{r}, \hat{\Omega}) \approx \frac{1}{4\pi} [\Phi_g(\vec{r}) + 3\hat{\Omega} \cdot \vec{J}_g(\vec{r})] \quad (2.30)$$

2. Soit en utilisant la loi de Fick, donnée par l'équation 2.31, qui est une loi empirique qui relie le flux et le courant neutronique apparaissant dans l'équation 2.27. Elle considère que les neutrons se déplacent globalement d'une région où leur concentration est la plus grande vers celle où elle est plus faible (Hébert, 2009) :

$$\vec{J}_g(\vec{r}) = -D_g(\vec{r}) \vec{\nabla} \Phi_g(\vec{r}) \quad (2.31)$$

L'équation de diffusion est alors obtenue en remplaçant  $\vec{J}_g(\vec{r})$  dans l'équation 2.27 :

$$\Sigma_{g,0}(\vec{r}) \Phi_g(\vec{r}) - \vec{\nabla} \cdot D_g(\vec{r}) \vec{\nabla} \Phi_g(\vec{r}) = \sum_{g'=1}^G \Sigma_{s,g \leftarrow g',0}(\vec{r}) \Phi_{g'}(\vec{r}) + \frac{\chi_g(\vec{r})}{k_{eff}} \sum_{g'=1}^G \nu \Sigma_{f,g'}(\vec{r}) \Phi_{g'}(\vec{r}) \quad (2.32)$$

Cette équation 2.32 représente l'équation de diffusion stationnaire sous sa forme multigroupe.

Pour calculer le coefficient de diffusion  $D_g$ , on peut utiliser l'approximation

$$\Phi_g(\vec{r}) = \varphi_g e^{i\vec{B} \cdot \vec{r}} \quad (2.33)$$

$$\vec{J}_g(\vec{r}) = J_g e^{i\vec{B} \cdot \vec{r}} \quad (2.34)$$

En prenant le gradient de l'équation 2.33, on obtient :

$$\vec{\nabla} \Phi_g(\vec{r}) = i\vec{B} \varphi_g e^{i\vec{B} \cdot \vec{r}} \quad (2.35)$$

En remplaçant l'équation 2.34 et 2.35 dans l'équation 2.31, on obtient :

$$D_g(\vec{r}) = d(\vec{B}, E) = \frac{1}{\|\vec{B}\|} \cdot \frac{i\|\mathbf{J}_g\|}{\varphi_g} \quad (2.36)$$

### 2.4.1 Équations de continuité et conditions aux frontières de l'équation de diffusion

Le flux de neutrons est une distribution continue à travers n'importe quelle surface virtuelle (soit, d'abscisse  $x_0$  et de normale  $\vec{N}$ ). Le courant de neutrons devrait l'être aussi. Cela peut être traduit par le système d'équations de continuité suivant :

$$\begin{cases} \Phi_g(x_0^-, y, z) = \Phi_g(x_0^+, y, z) & \forall y \text{ et } z \\ \vec{J}_g(x_0^-, y, z) \cdot \vec{N} = \vec{J}_g(x_0^+, y, z) \cdot \vec{N} & \forall y \text{ et } z \end{cases}$$

En utilisant la loi de Fick à partir de l'équation 2.31, on obtient l'équation suivante :

$$-D_g(x_0^-, y, z) \nabla \phi_g(x_0^-, y, z) \cdot \vec{N} = -D_g(x_0^+, y, z) \nabla \phi_g(x_0^+, y, z) \cdot \vec{N} \quad \forall y \text{ et } z \quad (2.37)$$

qui peut s'écrire aussi de la façon suivante :

$$D_g(x_0^-, y, z) \frac{d}{dx} \phi_g(x, y, z) \big|_{x=x_0^-} = D_g(x_0^+, y, z) \frac{d}{dx} \phi_g(x, y, z) \big|_{x=x_0^+} \quad \forall y \text{ et } z \quad (2.38)$$

Cette équation montre que le gradient du flux de neutron est discontinu en chaque point là où le coefficient de diffusion est aussi discontinu.

Pour représenter les conditions aux frontières d'un réacteur nucléaire, on se base sur le fait que le courant neutronique rentrant vers le réacteur est nul. Une telle situation pourra être considérée comme étant un cas particulier des conditions aux frontières d'albédo général représenté par une équation équivalente à celle des conditions aux frontières d'albédo de l'équation de transport (reliant les courants à la place des flux angulaires) :

$$\beta_g(\vec{r}) = \frac{J_g^-(\vec{r})}{J_g^+(\vec{r})} \quad (2.39)$$

$\vec{r}$  est ici un point de la frontière du volume  $V$ ,  $J_g^+(\vec{r})$  est le courant sortant du cœur au point  $\vec{r}$  et  $J_g^-(\vec{r})$  est le courant entrant vers celui-ci. Les conditions aux frontières du réacteur peuvent être définies suivant les valeurs de  $\beta_g$ . Ainsi, pour une valeur de  $\beta_g(\vec{r}) = 0$ , nous représentons des conditions aux limites tel que le courant neutronique entrant est nul et pour une valeur de  $\beta_g(\vec{r}) = 1$  nous aurons des conditions de réflexion. Sinon, peu importe la valeur de  $\beta_g(\vec{r})$ , la condition aux frontières générale sera donnée par l'équation 2.40 :

$$D_g(\vec{r})\vec{\nabla}\phi_g(\vec{r}).\vec{N}(\vec{r}) + \frac{1}{2} \frac{1 - \beta_g(\vec{r})}{1 + \beta_g(\vec{r})} \phi_g(\vec{r}) = 0 \quad (2.40)$$

Cette équation est obtenue en introduisant, dans la loi de Fick, les deux expressions de  $J_g^+(\vec{r})$  et  $J_g^-(\vec{r})$  développées en harmoniques sphériques (Hébert, 2009) :

$$\begin{aligned} J_g^+(\vec{r}) &= \frac{1}{4}\phi_g(\vec{r}) + \frac{1}{2}\vec{J}_g(\vec{r}).\vec{N}(\vec{r}) \\ J_g^-(\vec{r}) &= \frac{1}{4}\phi_g(\vec{r}) - \frac{1}{2}\vec{J}_g(\vec{r}).\vec{N}(\vec{r}) \end{aligned}$$

tel que le vecteur  $J_g(\vec{r})$  est défini par :  $J_g(\vec{r}).\vec{N}(\vec{r}) = J_g^+(\vec{r}) - J_g^-(\vec{r})$ .

Dans la majorité des calculs, les albédos sont indépendants du groupe d'énergie  $g$  de façon à ce que  $\beta_g(\vec{r}) = \beta(\vec{r})$  et l'équation 2.40 sera donnée comme suit :

$$D_g(\vec{r})\vec{\nabla}\phi_g(\vec{r}).\vec{N}(\vec{r}) + \frac{1}{2} \frac{1 - \beta(\vec{r})}{1 + \beta(\vec{r})} \phi_g(\vec{r}) = 0 \quad (2.41)$$

## 2.5 Équivalence transport-transport et transport-diffusion

Comme on a vu à la section 1, l'équation de transport n'est pas linéaire par rapport aux sections efficaces. Les mêmes calculs de cellules avec les sections efficaces homogénéisées et condensées n'aboutissent pas aux mêmes valeurs de taux de réactions (Courau, 2004). Pour remédier ce problème, les sections efficaces macroscopiques sont corrigées pour assurer une cohérence entre les résultats des taux de réactions issus du premier et du deuxième calcul. Ces sections efficaces homogénéisées et condensées sont corrigées par l'intermédiaire des coefficients  $\mu_{m,k}$  appelés facteurs d'équivalence SPH. On distingue deux types de calculs d'équivalence : l'équivalence transport-transport (Hébert et Mathonnière, 1993), pour des calculs de cellule ou d'assemblage en transport, et l'équivalence transport-diffusion (Selengut, 1960) pour le calcul de cœur en diffusion.

## 2.6 La chaîne de calcul de réacteur DRAGON/DONJON

### 2.6.1 Calcul de cellule par DRAGON

Le code de réseau DRAGON permet la détermination de la distribution du flux neutronique dans des cellules ou des assemblages de réacteurs nucléaires à partir de la résolution de l'équation de transport neutronique multigroupe par plusieurs méthodes. Principalement, il

utilise la méthode de probabilités de collision pour résoudre la forme intégrale de l'équation de Boltzmann et la méthode des caractéristiques pour résoudre sa forme caractéristique. De plus, il permet le suivi de la composition isotopique des matériaux soumis à un flux neutronique en fonction du taux de combustion (Marleau *et al.*, 2013). Ces calculs sont faits avec une chaîne d'opérations programmées dans des modules DRAGON.

### 2.6.2 Calcul de coeur par DONJON

Le code de réacteur fini DONJON est un complément naturel à DRAGON. Il résout l'équation de diffusion neutronique pour chaque étape de la vie du réacteur (Varin *et al.*, 2011) à l'aide de différents modules dédiés chacun à résoudre un problème : modélisation de la géométrie, calcul des matrices de systèmes nécessaires à la résolution de l'équation de diffusion, calcul du flux neutronique, etc. DONJON utilise la base de données DRAGON pour déterminer la distribution de puissance du coeur. Parmi, les méthodes de calcul des bases de données implémentées dans la chaîne DRAGON3/DONJON3, nous citons les méthodes de calcul suivantes :

1. La méthode historique (History-Based)

La grappe de combustible passe par plusieurs états dans le coeur, de son démarrage jusqu'à son arrêt. Basée sur cette idée, la méthode historique génère à la volée les données évoluées dans le temps pour chacune des grappes formant le coeur en suivant plusieurs paramètres comme : la température, l'irradiation, les concentrations des poisons consommables et la chaîne de désintégration des isotopes. Cette méthode est, malgré sa précision, impossible à utiliser lors du calcul de coeur en exploitation pour des raisons de temps de calcul (Varin et Marleau, 2006).

2. Le modèle Feedback

Bien que la méthode de génération des bases de données par l'interpolation des sections efficaces en fonction du burnup est pratique et prend en compte l'effet majeur d'irradiation du combustible, plusieurs autres paramètres locaux relatifs à la grappe doivent être considérés. Le modèle Feedback (Sissaoui et Marleau, 1995) implémenté dans DRAGON et DONJON à travers les modules CFC et AFM permet d'évaluer la variation des sections efficaces de la cellule CANDU en fonction de ces paramètres. Ce modèle a été validé par des calculs de cellule DRAGON et des comparaisons avec les données expérimentales du réacteur Gentilly2 (Sissaoui et Marleau, 1995). De plus, il a été utilisé par Varin et Marleau (2006) pour la validation de la méthode historique et par Propov et Andrei (2012) et Hummel (2015) pour la simulation des réacteurs CANDU de nouvelles générations. Plus de détails sur l'implémentation de ce modèle

dans DONJON seront présentés au chapitre 6

### 3. La méthode Micro-Depletion

La méthode de micro depletion utilise un processus mathématique d'interpolation pour générer les bases de données. Le principe de cette méthode est d'évoluer le combustible par le module **EVO** de DRAGON en utilisant un flux calculé en diffusion par DONJON plutôt qu'un flux calculé en transport vu que les calculs DONJON reflètent mieux l'hétérogénéité des régions voisines de la cellule que les calculs DRAGON, faits souvent en milieu infini (Guyot, 2011).

### 4. La méthode Grid-Based

Cette méthode génère des bases de données interpolées en fonction des conditions locales et globales des grappes du réacteur. Dans le cas où l'interpolation est réalisée en fonction du burnup, les sections efficaces macroscopiques seront stockées dans des tableaux (COMPOs). Dans le cas où l'interpolation est réalisée en fonction de plusieurs autres paramètres incluant la température du caloporteur, modérateur, combustible, ces sections efficaces seront stockées dans des fichiers MULTICOMPOS. Ces calculs sont réalisés par l'intermédiaire des modules **COMPO** de DRAGON et **NCR** de DONJON. Cette méthode permet de gagner en temps de calcul mais, elle a l'inconvénient d'introduire des erreurs dues à l'interpolation (Varin et Marleau, 2005).

### 5. L'interpolation des sections efficaces en fonction du burnup

Les modules **XSCONS** et **CRE** de DONJON permettent d'interpoler les sections efficaces  $\Sigma$  en fonction du burnup. La méthode utilisée pour effectuer ce calcul est la méthode d'Hermite (Hébert, 2013) avec laquelle les sections efficaces  $\Sigma(B_i)$  ainsi que leurs dérivées par rapport au burnup  $\frac{\partial \Sigma}{\partial B}(B_i)$  sont calculées par la méthode de Ceschino (Ceschino et Kuntzmann, 1963).

L'équation utilisée pour l'interpolation des sections efficaces (désignées par la fonction  $f$ ) en fonction du burnup (désigné par le paramètre  $x$ ) pour l'intervalle  $[x_i, x_{i+1}]$  est donnée par :

$$f(x) = f(x_i)H_1(u) + f'(x_i)H_2(u) * \Delta x + f(x_{i+1})H_3(u) + f'(x_{i+1})H_4(u) * \Delta x \quad (2.42)$$

avec  $u = \frac{1}{\Delta x} \left[ x - \frac{1}{2}(x_i + x_{i+1}) \right]$ ,  $\Delta x = (x_i - x_{i+1})$  et  $H_1$ ,  $H_2$ ,  $H_3$  et  $H_4$  les polynômes

d'Hermite de degré 3 définis par :

$$\begin{cases} H_1(u) = 3 \times (0.5 - u)^2 - 2 \times (0.5 - u)^3 \\ H_2(u) = (0.5 - u)^2 - (0.5 - u)^3 \\ H_3(u) = 3 \times (0.5 + u)^2 - 2 \times (0.5 + u)^3 \\ H_4(u) = -(0.5 + u)^2 + (0.5 + u)^3 \end{cases}$$

Selon le type de calcul demandé dans DONJON, il est parfois utile d'interpoler les dérivées ou l'intégrales des sections efficaces  $\frac{\partial \Sigma_f}{\partial B}$  et  $\int_{x_0}^{x_1} dx f(x)$ . Pour les dérivées, l'interpolation se fait de la manière suivante :

$$\frac{\partial f}{\partial x} = \frac{1}{\Delta x} \left( f(x_i) H_1'(u) + f'(x_i) H_2'(u) * \Delta x + f(x_{i+1}) H_3'(u) + f'(x_{i+1}) H_4'(u) * \Delta x \right) \quad (2.43)$$

avec

$$\begin{cases} H_1'(u) = -6 \times (0.5 - u) + 6 \times (0.5 - u)^2 \\ H_2'(u) = -2 \times (0.5 - u) - 3 \times (0.5 - u)^2 \\ H_3'(u) = 6 \times (0.5 + u) - 6 \times (0.5 + u)^2 \\ H_4'(u) = -2 \times (0.5 + u) + 3 \times (0.5 + u)^2 \end{cases}$$

et pour les intégrales, l'interpolation se fait comme suit :

$$\int_{x_0}^{x_1} dx f(x) = \int_{x_0}^{x_{n0}} dx f(x) + \sum_{i=n0}^{n_i-1} \int_{x_i}^{x_{i+1}} dx f(x) + \int_{x_{n1}}^{x_1} dx f(x) \quad (2.44)$$

avec  $(x_{n0-1} < x_0 < x_{n0})$  et  $(x_{n1} < x_1 < x_{n1+1})$  et la valeur de chaque intégrale est donnée par :

$$\begin{aligned} \int_{x_A}^{x_B} dx f(x) = & C \sum_{j=1}^2 (f(x_{n_i}) H_1(uu(j)) + f'(x_{n_i}) H_2(uu(j)) \times \Delta x + f(x_{n_{i+1}}) H_3(uu(j)) \\ & + f'(x_{n_{i+1}}) H_4(uu(j)) \times \Delta x) \end{aligned} \quad (2.45)$$

tel que :  $C = 0.5 \times \frac{x_B - x_A}{(x_{n_{i+1}} - x_{n_i})}$ ,  $\Delta x = (x_{n_{i+1}} - x_{n_i})$ ,  $x_{n_i} \leq x_A < x_B \leq x_{n_{i+1}}$  et  $u1, u2$ ,



$uu(1)$  et  $uu(2)$  sont donnés par :

$$\begin{cases} u1 = \frac{1}{\Delta x}[x_A - \frac{1}{2}(x_{n_i} + x_{n_{i+1}})] \\ u2 = \frac{1}{\Delta x}[x_B - \frac{1}{2}(x_{n_i} + x_{n_{i+1}})] \\ uu(1) = 0.5 \times (-(u2 - u1) \times 1/\sqrt{3} + u1 + u2) \\ uu(2) = 0.5 \times ((u2 - u1) * 1/\sqrt{3} + u1 + u2) \end{cases}$$

D'autres méthodes sont également disponibles comme la méthode de calcul de base de données de contre réaction avec microévolution implémentée dans la chaîne DRAGON5/DONJON5 (Hébert *et al.*, 2018).

## CHAPITRE 3 RÉACTEURS À EAU SUPERCRITIQUE : DERNIERS DESIGNS À SPECTRE THERMIQUE

### 3.1 Généralités sur les réacteurs de génération IV

Depuis les années 1950, les réacteurs nucléaires civils ont connu des améliorations et des changements technologiques correspondant à des générations de réacteurs successives. La première génération est associée aux premières installations des années 1950 et 1960, comme la filière Magnox en Grande-Bretagne. La deuxième génération correspond aux divers systèmes en exploitation actuelle, comme les réacteurs à eau légère en Europe et les réacteurs à tube de force au Canada. Les réacteurs de la troisième génération sont en cours de développement et ils seront exploités dans quelques années comme le réacteur franco-allemand à eau pressurisée, l'European Pressurised Reactor (EPR). Une quatrième génération reste à concevoir et fait l'objet de nouveaux projets de recherche internationaux lancés par le GIF (GIF, 2002).

Ce forum a retenu six concepts de réacteurs. On compte les réacteurs à neutrons rapides refroidis au sodium, les réacteurs à neutrons rapides refroidis au plomb, les réacteurs à neutrons rapides refroidis au gaz, les réacteurs à très hautes températures, les réacteurs à sels fondus et les réacteurs à eau supercritique. Ces réacteurs devront satisfaire aux critères liés à la sûreté du réacteur, à l'utilisation maximale du combustible et à la production minimale du déchet radioactif.

Le combustible des réacteurs nucléaires de fission en exploitation actuelle utilise presque entièrement l'uranium naturel comme isotope fissile. Pour limiter la consommation d'uranium et favoriser le développement durable, le forum de quatrième génération souhaite régénérer la matière fissile à partir des noyaux fertiles comme l' $^{238}\text{U}$  et le  $^{232}\text{Th}$ . Ces isotopes permettent de produire les isotopes fissiles respectifs, le  $^{239}\text{Pu}$  et l' $^{233}\text{U}$ . L'avantage de favoriser le combustible à thorium est qu'il est plus abondant sur terre que l'uranium.

### 3.2 Introduction aux réacteurs à l'eau supercritique

#### 3.2.1 Pourquoi un réacteur à eau supercritique ?

Le concept de réacteur refroidi à l'eau supercritique est le seul concept retenu par le forum de quatrième génération employant de l'eau légère comme caloporteur (GIF, 2002). L'eau du caloporteur est maintenue dans des conditions supercritiques caractérisées par une pression et une température allant au-delà de 21 MPa et 374 °C, respectivement. La figure 3.1

représente le diagramme de phases de l'eau (à gauche) et le diagramme température-entropie (à droite) avec les caractéristiques de fonctionnement des réacteurs à eau bouillante (REB), réacteur à eau sous pression (REP) et réacteur refroidi à l'eau supercritique (SCWR) (IRSN, 2012). Ces propriétés thermophysiques de l'eau supercritique permettent d'envisager quelques avantages par rapport aux réacteurs actuels (IRSN, 2012) :

- la température de sortie du caloporteur supercritique peut atteindre  $650\text{ }^{\circ}\text{C}$  sans risque de flux de chaleur critique ce qui rend possible d'envisager un rendement approchant 45%, à comparer à 33% - 35% pour les réacteurs REP et des réacteurs à tube de force (CANDU) ;
- le débit massique de l'eau supercritique est faible comparativement à l'eau sous-critique ce qui permet de réduire la puissance de pompage. Par ailleurs, le caloporteur peut faire fonctionner la turbine sans avoir recours aux générateurs de vapeur qui augmentent les coûts de construction du réacteur ;
- permet la production de l'hydrogène vu la très haute température de sortie du caloporteur.

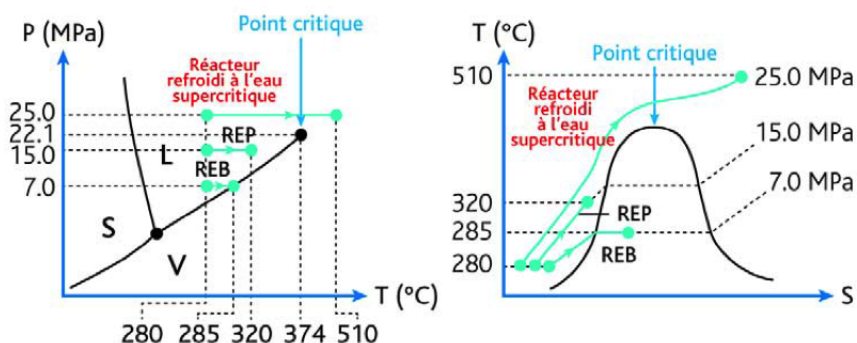


Figure 3.1 Diagramme de phases de l'eau (gauche) et diagramme température-entropie (droite) (IRSN, 2012)

### 3.2.2 Description générale des réacteurs SCWR

Les recherches sur les réacteurs refroidis à l'eau supercritique ont abouti principalement au développement de deux concepts : les réacteurs à cuve sous pression (Khartabil, 2009) et les réacteurs à tube de force similaires aux réacteurs CANDU (Khartabil *et al.*, 2005)

Deux cycles du combustible ont été envisagés pour les réacteurs SCWR. Le premier cycle utilise un combustible à base de dioxyde d'uranium ( $\text{UO}_2$ ) et à spectre de neutrons thermiques (cycle ouvert). Dans ce cas, la faible densité de l'eau supercritique à la sortie du canal

commande d'ajouter des barres de contrôle, dans lesquelles de l'eau supercritique circule du haut vers le bas pour faciliter le contrôle de la réactivité du coeur. Au cours de l'irradiation du combustible, le débit d'eau dans ces barres permet de s'affranchir à de forte variation de réactivité. Le deuxième cycle utilise un combustible de type MOX à spectre de neutrons rapides (cycle fermé). Des études préliminaires laissent envisager la possibilité d'un coefficient de réactivité de vide négatif (IRSN, 2012).

Dans les deux cas, les puissances électriques envisagées sont comprises entre 1 000 et 1 700  $MW$ . La puissance volumique dans le coeur d'un SCWR est de 100 à 110  $MW/m^3$  (IRSN, 2012).

Le choix des matériaux à utiliser dans les réacteurs refroidis à l'eau supercritique est un point délicat. L'utilisation classique des matériaux à base de zirconium pour la gaine du combustible n'est plus possible. Des alliages d'acier à base de nickel sont prévus (Bonal *et al.*, 2010).

### 3.3 Les concepts SCWR actuels

Cette section présente une revue bibliographique des derniers concepts de réacteurs refroidis à l'eau supercritique et à spectre de neutrons thermiques dans le but de présenter la version en géométrie cartésienne et la version en géométrie hexagonale de chaque concept étudié. D'autres études disponibles en littérature s'intéressent à la présentation des versions à spectre rapide et à spectre thermique comme les travaux de recherche de Rätz (2012) et de Reiss (2011).

#### 3.3.1 Le concept SCWR européen

##### Concept cartésien

Le modèle SCWR européen est connu sous le nom High Performance Light Water Reactor (HPLWR). Son enceinte de confinement est un cylindre de diamètre intérieur égal à 20  $m$  renforcé avec du béton armé. Il est caractérisé par deux systèmes de sûreté différents : le système d'évacuation de chaleur et le système d'inondation de la cuve (Squarer *et al.*, 2003).

Afin d'éviter les points de chaleur critique (résultant de la distribution non-uniforme de puissance) et atteindre la température de sortie du caloporteur souhaitée (480 °C), l'eau circule entre les assemblages du coeur en trois passages (voir figure 3.2) (Schulenberg *et al.*, 2008). Dès son entrée, une grande partie se dirige vers le haut du coeur, et une autre partie se dirige vers la chambre de mélange inférieure (*lower mixing chamber*). Dans un premier passage, l'eau descend en passant par les tubes d'eau et entre les assemblages de combustible

avant d'être mélangée avec le reste d'eau qui est dans la chambre de mélange inférieure. À ce niveau, la température de l'eau est passée de  $280\text{ }^{\circ}\text{C}$  à  $310\text{ }^{\circ}\text{C}$ . Dans un deuxième passage, elle monte à travers les 52 assemblages de combustible du centre du coeur, appelé *evaporator*, vers la chambre de mélange supérieure (*upper mixing chamber*) et s'échauffe à  $390\text{ }^{\circ}\text{C}$ . Puis, elle redescend à travers un autre regroupement de 52 assemblages, appelé *first superheater*. À ce niveau, l'eau est réchauffée à  $433\text{ }^{\circ}\text{C}$ . Dans un troisième passage, elle remonte entre les derniers 52 assemblages périphériques, appelé *second superheater*, pour atteindre sa température de sortie ( $480\text{ }^{\circ}\text{C}$ ).

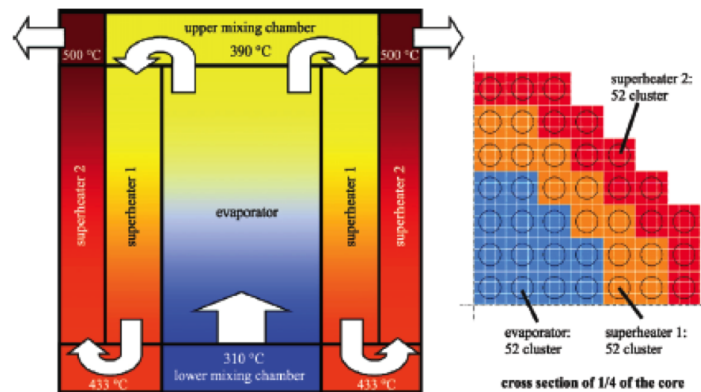


Figure 3.2 Schéma représentatif du circuit d'eau dans le coeur HPLWR (Schulenberg *et al.*, 2008)

Un assemblage HPLWR est constitué de 40 crayons de combustible placés dans un assemblage  $7 \times 7$ , les 9 crayons centraux étant remplacés par une large cellule carrée de modérateur (Fischer *et al.*, 2009). Pour avoir une modération uniforme entre les crayons de combustible du centre et de la périphérie, un espacement de  $10\text{ mm}$  rempli d'eau est maintenu entre les différents assemblages. La distance entre les crayons de combustible et le diamètre externe de la gaine qui l'entoure sont égales à  $9.44\text{ mm}$  et  $8\text{ mm}$ , respectivement. La largeur de l'assemblage est de  $72.5\text{ mm}$  incluant une épaisseur de  $2.5\text{ mm}$  d'acier inoxydable formant le support des crayons de combustible (voir figure 3.3). La complexité du circuit du caloporteur entraîne des exigences supplémentaires au niveau du design de l'assemblage. En effet, pour assurer une flexibilité au niveau de l'optimisation du burnup et du rechargement du combustible, les assemblages sont conçus de façon à ce qu'ils jouent le rôle d'*evaporator* et de *superheater* en même temps. Cependant, le sens de passage du caloporteur dans les assemblages *first superheater* est opposé à celui dans les assemblages *evaporator* et *second superheater*.

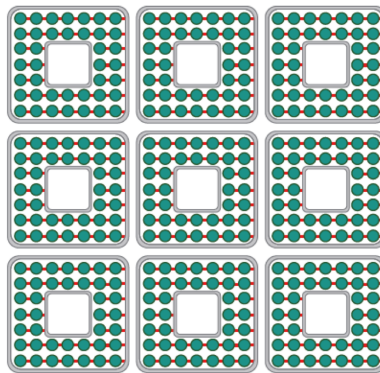


Figure 3.3 Regroupement de  $3 \times 3$  assemblages HPLWR (Fischer *et al.*, 2009)

### Concept hexagonal

Un assemblage hexagonal HPLWR a été étudié par Hofmeister *et al.* (2007) dans le cadre d'une étude de différentes conceptions d'assemblage pour statuer sur le modèle le plus fiable. Il consiste en une modification de l'assemblage cartésien de base. À part la différence relative à la disposition en hexagone des crayons de combustible, d'autres paramètres, cités dans le tableau 3.1, ont changé. Le diamètre externe du crayon de combustible ainsi que le nombre de cellules de modérateur sont conservés.

Tableau 3.1 Caractéristiques des assemblages HPLWR cartésien et hexagonal

Paramètres	Hexagonal	Cartésien
Nombre de crayon de combustible	30	40
Distance entre les crayons de combustible ( $mm$ )	1.2	9.44
Largeur de la cellule du modérateur ( $mm$ )	26.2	15
Épaisseur de la périphérie de l'assemblage ( $mm$ )	1	0.4

Les premières comparaisons ont montré que les assemblages hexagonaux ont l'avantage de minimiser les matériaux de structure dans le coeur quand un nombre de crayons de combustible plus faible est considéré puisque les absorptions parasites des neutrons dans ces matériaux sont réduites.

D'autres comparaisons ont été réalisées concernant le rapport modérateur/combustible des assemblages situés à mi-hauteur du coeur. Les calculs ont montré que l'assemblage hexagonal a un rapport modérateur/combustible (0.13) plus élevé que celui d'un assemblage REP (0.1). Cependant, l'assemblage cartésien a donné une valeur plus faible et égale à 0.08.

Des modélisations de la chambre de vapeur (utilisée pour récupérer le caloporteur de sortie) relatives à chaque type d'assemblage ont été effectuées. La conception dans le cas hexagonal a

été rejetée pour des contraintes mécaniques liées à la distance entre les crayons de combustible.

Selon Hofmeister *et al.* (2007), ces trois résultats aboutissent à la conclusion suivante : l'assemblage cartésien est plus adéquat pour le design HPLWR que l'assemblage hexagonal.

### 3.3.2 Le concept SCWR japonais

#### Concept cartésien

La dernière version japonaise du SCWR est disponible dans Kamai *et al.* (2006). La puissance thermique et la puissance électrique de sortie sont de 2744  $MW_t$  et 1200  $MW_e$ , respectivement. Le burnup de sortie est de 45  $GW_j/t$  et l'efficacité thermique est de l'ordre de 43.8%. Le coeur est constitué de 121 assemblages de combustible, chacun ayant une largeur égale à 0.3 m.

La cuve du réacteur est de diamètre interne et de hauteur égales à 4.3 m et 15 m, respectivement. L'eau d'alimentation dans le coeur est répartie comme suit : la plus grande partie (91,1%) est dirigée vers le haut du coeur puis elle se distribue entre les différents assemblages de combustible périphériques sous forme de modérateur (avec 49.7%) et caloporteur (avec 42.2 %). La quantité restante (8,1%) descend à travers la périphérie de la cuve. Le modérateur et le caloporteur se mélangent au fond de la cuve avant de remonter à travers les assemblages de combustible internes en s'échauffant à 500 °C (Shioiri *et al.*, 2003).

L'assemblage est constitué de 300 crayons de combustible et de 36 tubes d'eau (modérateur)(voir figure 3.4). Le crayon de combustible est similaire à celui du REP, de diamètre externe égal à 10.2 mm et est entouré d'une épaisseur de 0.6 mm d'acier inoxydable (la gaine). Dans le but de compenser l'absorption parasite des neutrons dans la gaine, le combustible est enrichi en  $^{235}U$  à 6.11%, une valeur plus élevée que pour les REP (4.5 %). Les 16 tubes d'eau, au centre de l'assemblage, peuvent accueillir 16 barres de contrôle au  $B_4C$ .

Pour éviter le chauffage du modérateur, les tubes d'eau sont couverts d'une première couche de  $ZrO_2$  et d'une deuxième couche d'acier inoxydable, d'épaisseur égale à 0.4 cm. En outre, pour compenser l'excès de réactivité au début du cycle, des poisons consommables ( $Gd_2O_3$ ) sont ajoutés uniformément à 40 crayons de combustible. Ces crayons sont localisés à la périphérie de l'assemblage.

#### Concept hexagonal

Le Japon a enchaîné plusieurs travaux sur les réacteurs SCWR en géométrie hexagonale. Le premier modèle a été conçu en 1992 par Oka *et al.* (1992) et Oka et Koshizuka (1993). Le

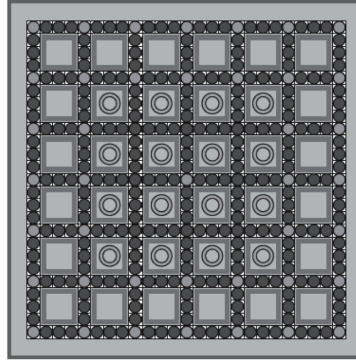


Figure 3.4 Assemblage du modèle Japonais SCWR (Kamai *et al.*, 2006)

cœur est composé de 163 assemblages de combustible modérés au  $ZrH$  et pour des raisons de sûreté, la température de sortie du caloporteur a été fixée à  $400\text{ }^{\circ}\text{C}$ . Puis, en 1998 un nouveau modèle a été développé par l'Université de Tokyo. Le nombre d'assemblages a été augmenté de 48 et la gaine en acier inoxydable a été remplacée par une gaine en alliage d'acier à base de nickel pour atteindre des hautes températures ( $500\text{ }^{\circ}\text{C}$  au lieu de  $400\text{ }^{\circ}\text{C}$ ). Ce modèle utilise un modérateur à l'eau légère à la place du  $ZrH$  et du combustible ayant des poisons consommables pour aplanir la distribution de puissance radiale (Dobashi *et al.*, 1998). Ensuite, en 2001, Cheng *et al.* (2003) se sont basés sur le même modèle et ont proposé un assemblage hexagonal tel que les crayons de combustible au centre sont remplacés par une cellule de modérateur pour assurer l'uniformité de puissance au centre de l'assemblage.

Pour évaluer les performances neutroniques de ce concept, des comparaisons de calcul de cœur, réalisées par Squarer *et al.* (2003), du modèle de Cheng *et al.* (2003) et du modèle cartésien, développé par Yamaji *et al.* (2003) ont mis en évidence les inconvénients du modèle hexagonal : haut enrichissement de combustible exigé, faible modération menant à une faible réactivité, et structure mécanique compliquée.

### 3.3.3 Le concept SCWR américain

#### Concept cartésien

Deux projets SCWR furent lancés aux États Unis, en 2001, comprenant des activités de conception significatives : l'un d'eux est dirigé par le Laboratoire National d'Idaho (INL) et la Westinghouse Electric Company et l'autre est dirigé par l'Université du Wisconsin Madison et le Laboratoire National d'Argonne (Buongiorno et MacDonald, 2003).

Le tableau 3.2 présente les principales propriétés du cœur cartésien proposé. Nous remarquons



Tableau 3.2 Propriétés du SCWR des États Unis

Propriété	Valeur
Puissance thermique	3575 $MW_t$
Puissance électrique	1600 $MW_e$
Efficacité thermique	44.8%
Pression d'opération	25 $MPa$
Température d'entrée	280 °C
Température de sortie	500 °C

une grande similarité avec la conception REP, cependant, vu les hautes températures et pression d'opération, les matériaux sont différents.

L'assemblage est illustré à droite de la figure 3.5. Il est constitué de 300 crayons de combustible d' $UO_2$  enrichi en  $^{235}U$  à hauteur de 5 % en masse, 1 tube d'instrumentation au centre, 16 tubes guide et 36 cellules carrées d'eau légère (modérateur) (MacDonald *et al.*, 2004). Les propriétés du crayon de combustible sont les mêmes que celles d'un crayon de combustible REP à l'exception de son diamètre externe qui est plus petit (11.2 mm).

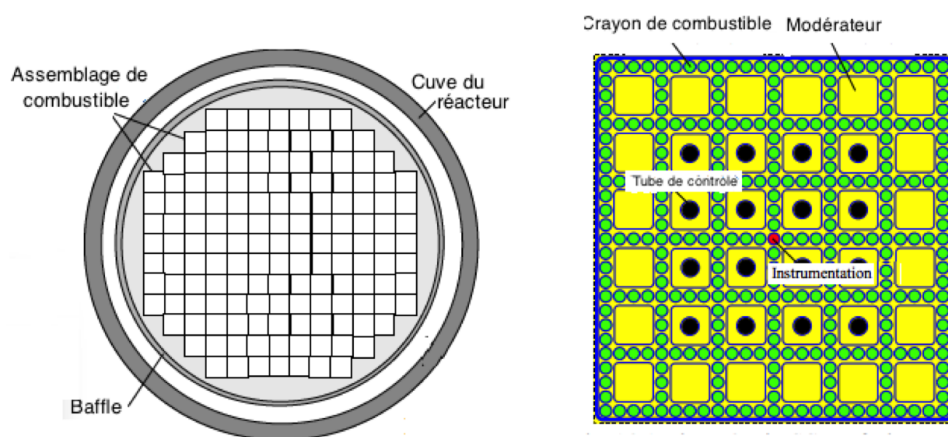


Figure 3.5 Assemblage (droite) et coupe radiale du coeur (gauche) du SCWR américain (MacDonald *et al.*, 2004)

### Concept hexagonal

Un rapport décrivant les activités de recherche portant sur le développement des réacteurs SCWR aux États Unis résume les résultats de calcul de deux différentes conceptions de coeur : une conception avec un réseau d'assemblage cartésien (décrite à la section précédente) et une autre avec un réseau d'assemblage hexagonal (Buongiorno et MacDonald, 2003).

Le coeur utilisant l'assemblage hexagonal est un modèle simplifié du réacteur SCR (Super-critical Reactor) développé en 1950 à Westinghouse. Le choix de ce concept est justifié par le fait qu'une géométrie hexagonale permet de simplifier le design de la cuve et de l'assemblage (Buongirno, 2003).

Les paramètres globaux du coeur sont les mêmes que ceux du design cartésien par contre les paramètres de l'assemblage sont modifiés.

Pour analyser les performances neutroniques de ce concept, des comparaisons de calcul Monte Carlo (MCNP-4B) entre ce modèle d'assemblage et un modèle d'assemblage REP typique ont été réalisées dans Buongirno (2003). Les résultats ont montré que le modèle hexagonal est moins réactif que le REP pour des enrichissements en combustible inférieurs à 5.5 % et il devient de réactivité comparable pour des enrichissements de l'ordre de 6 à 7 %. Par contre, les comparaisons des coûts du cycle (*cost fuel cycle*) ont montré que les deux modèles sont comparables. Les spectres moyens de neutrons (variation du flux neutronique en fonction de l'énergie) ont été aussi étudiés : les deux spectres étaient pratiquement identiques. Ce résultat a été justifié par le fait que les rapports hydrogène/matériaux dans les deux modèles étaient pratiquement égaux (3.84 pour le SCWR et 3.41 pour le REP). Les coefficients de réactivité de vide et les coefficients de température sont négatifs et comparables à ceux des réacteurs REP.

### 3.3.4 Le concept SCWR chinois à spectre mixte

#### Concept cartésien

Le dernier modèle de réacteur SCWR proposé en Chine utilise un spectre de neutrons mixtes (Liu *et al.*, 2010). Cette version est développée pour éviter des problèmes liés à la conception des assemblages associés aux réacteurs thermiques et des problèmes d'hétérogénéités de la distribution de puissance des réacteurs rapides. Le modèle de coeur étudié est divisé en deux régions : une première région, située au centre, à spectre rapide et une deuxième région, située à la périphérie, à spectre thermique. De plus, pour assurer un coefficient de réactivité de vide négatif, les deux types d'assemblages de combustible utilisés sont conçus avec des hauteurs différentes. Les assemblages thermiques ont 4.5 m de hauteur tandis que les assemblages rapides ont seulement 2 m de longs.

À l'entrée du coeur, l'eau (280 °C) est dirigée vers le haut de la cuve pour se distribuer entre les 164 assemblages de combustibles de la zone thermique. Le quart de la quantité d'eau passe par les cellules de modérateur et le reste descend à travers les canaux de combustible vers la partie inférieure du coeur. Puis, elle monte à travers les 120 assemblages de la zone

rapide, où elle atteint sa température de sortie (510 °C).

L'assemblage de  $18 \times 18$  est constitué de 180 crayons de combustible avec 9 cellules de modérateur, chacune remplaçant un regroupement de  $4 \times 4$  crayons. La différence principale entre le modèle japonais et chinois réside dans la distribution des crayons de combustible des lignes et des colonnes de l'assemblage.

### Concept hexagonal

La version chinoise d'assemblage SCWR hexagonal est un modèle alternatif au modèle cartésien avec des modifications données au tableau 3.3.

Tableau 3.3 Caractéristiques des assemblages SCWR chinois

Paramètres	Hexagonal	Cartésien
Nombre de crayon de combustible	186	180
Enrichissement du combustible (%)	6	6
Surface moyenne de modération ( $cm^2/crayon$ )	0.838	0.995

Les résultats de calcul des facteurs de multiplication infinis ( $k_\infty$ ) des deux modèles ont donné des valeurs égales à 1.276 et 1.281 pour l'assemblage cartésien et l'assemblage hexagonal, respectivement. Tandis que les calculs des facteurs de puissance maximale ( $F_L$ ) ont donné des valeurs égales à 1.141 et 1.062 pour l'assemblage cartésien et hexagonal, respectivement (Wang *et al.*, 2013). Ces résultats ont montré que l'utilisation de la géométrie hexagonale peut aboutir à un compromis entre une modération uniforme et suffisante pour des  $k_\infty$  plus grands et des  $F_L$  plus petits.

### 3.3.5 Le concept SCWR coréen

#### Concept cartésien

L'Institut de Recherche en Énergie Atomique du Corée (Korea Atomic Energy Research Institute, KAERI) a proposé en 2007 un modèle de réacteur à eau supercritique appelé SCWR-R (Super-Critical Water Cooled Reactor with flow Recirculation) (Bae *et al.*, 2007). C'est un modèle basé sur celui proposé par l'université de Tokyo en 1998 (Dobashi *et al.*, 1998). Un système de recirculation de caloporteur est introduit dans le cœur pour réduire le facteur de point chaud. Des pompes de jet d'eau sont installées sur les côtés du cœur pour forcer l'eau à circuler entre les assemblages de combustible (voir figure 3.6).

Le cœur, composé de 193 assemblages avec une largeur de 25.15 cm chacun, est conçu pour produire une puissance électrique égale à 1400 MWe. Le taux maximal de production de

chaleur linéique est fixé à  $390 \text{ W/cm}$  qui est égal à celui du REP tandis que le taux moyen est égal à  $144.2 \text{ W/cm}$ . Les températures d'entrée et de sortie sont égales à  $280^\circ \text{C}$  et  $510^\circ \text{C}$ , respectivement et la pression d'eau (caloporteur) est égale à  $25 \text{ MPa}$ .

L'assemblage correspond à un réseau de  $21 \times 21$  cellules, de pas égal à  $1.15 \text{ cm}$ , d'une hauteur de  $190.5 \text{ cm}$ , et constitué de 300 crayons de combustible et de 41 cellules de modérateur solide (voir figure 3.6). Le modérateur est un alliage de zirconium et d'hydrogène (Liu et Cheng, 2009).

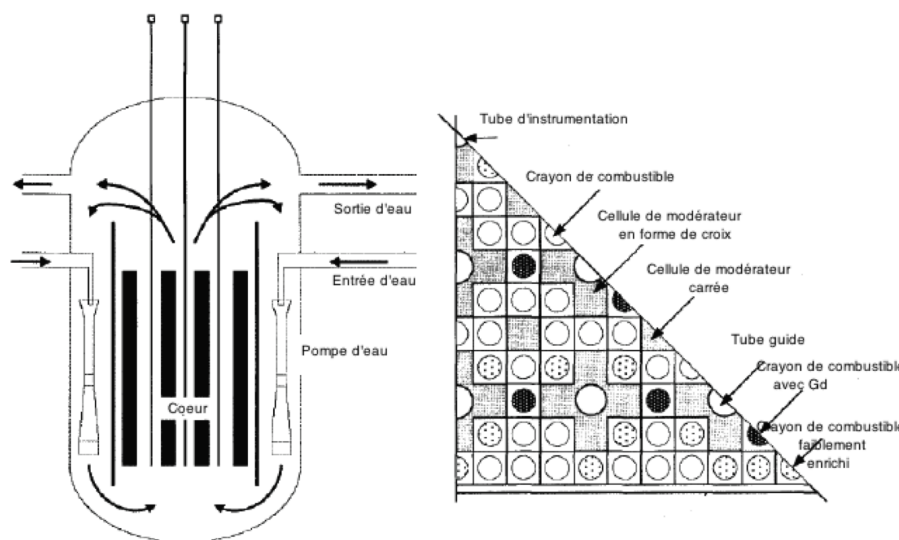


Figure 3.6 Le SCWR-R coréen : le cœur du réacteur (gauche) et 1/8 de l'assemblage (droite) (Liu et Cheng, 2009)

### 3.3.6 Le concept SCWR canadien

La dernière version du cœur du réacteur CANDU-SCWR est présentée à droite de la figure 3.7. C'est la seule version des réacteurs à eau supercritique utilisant des tubes de force. Le cœur de forme cylindrique est disposé verticalement à une hauteur de  $600 \text{ cm}$  incluant les réflecteurs axiaux. Les 336 canaux de combustible sont arrangés dans un réseau cartésien de pas égal à  $25 \text{ cm}$  (Yetisir et Gaudet, 2014). La conception de la grappe de combustible a évolué rapidement de l'année 2012 jusqu'à l'année 2016 où on passe d'une grappe initiale à 43 crayons de combustible à une grappe à 64 crayons. L'article de Metin *et al.* (2016) résume les différents concepts de cœur et de cellule CANDU-SCWR étudiés durant cette période. La dernière version proposée par l'AECL est donnée à gauche de la figure 3.7. Les 64 crayons de combustible sont répartis sur deux anneaux concentriques. Le combustible est un mélange de dioxyde de thorium et de dioxyde de plutonium. Le modérateur est l'eau lourde ( $\text{D}_2\text{O}$ ).

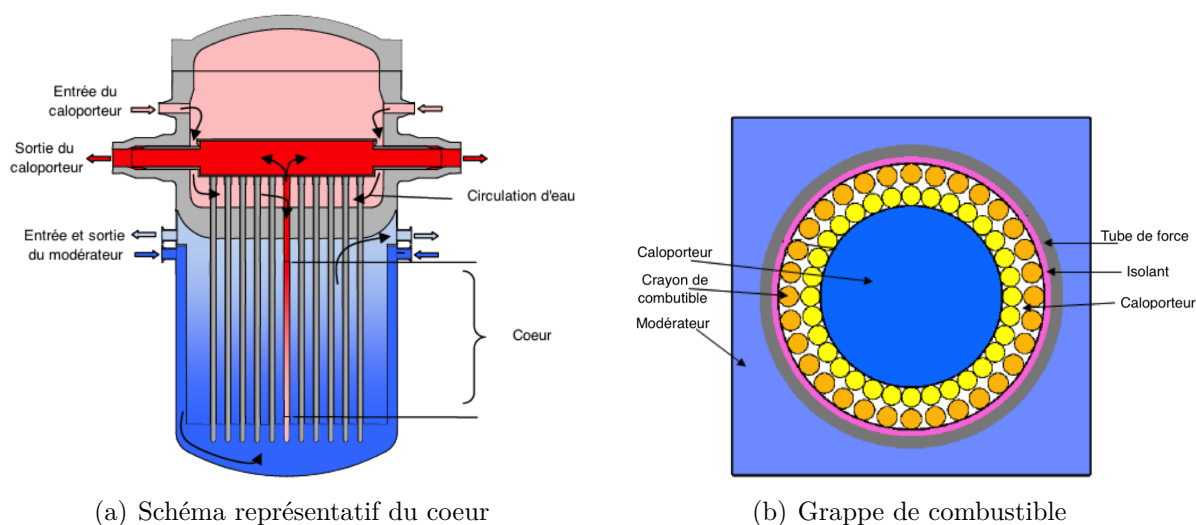


Figure 3.7 Schéma représentatif du coeur (à droite) et de la grappe de combustible à 64 crayons (à gauche) du réacteur CANDU-SCWR

### 3.4 Conclusion sur les différents modèles présentés

De nombreux pays ont étudié différents concepts de coeur SCWR pour répondre aux objectifs du GIF-2000. Ils mettent à profit différentes formes de géométries. Le choix d'une géométrie varie selon les paramètres de sortie souhaités et sa bonne utilisation se doit d'être considérée pour chaque concept. C'est grâce à l'étude de chaque configuration de coeur (cartésienne ou hexagonale) que la qualité d'un concept est prise en compte et il apparaît cohérent de comparer différentes configurations pour des fins d'évaluations. Toutefois, de telles évaluations dépendent de plusieurs facteurs, principalement des codes de calcul utilisés pour simuler chaque concept. Par conséquent, les résultats de comparaison obtenus peuvent contenir des erreurs dues aux codes de calcul utilisés. Les démarches d'évaluation de deux différents concepts sont complexes à analyser.

Le concept CANDU-SCWR cartésien est actuellement à l'étude. Nous proposons dans ce projet d'étudier la faisabilité d'un nouveau modèle de coeur compact, basé sur la répartition des canaux de combustible en géométrie hexagonale. L'évaluation de ce modèle se base sur des comparaisons avec le modèle cartésien. Les deux modèles seront simulés en utilisant la même chaîne de calcul. Le calcul de cellule sera réalisé par le code DRAGON et le calcul de coeur sera réalisé par le code DONJON. Les détails du modèle hexagonal proposé seront présentés au chapitre 4.

## CHAPITRE 4 LES RÉACTEURS DE TYPE CANDU : INTRODUCTION D'UN NOUVEAU CONCEPT

Ce projet a comme objectif d'évaluer les performances neutroniques d'un réacteur CANDU-SCWR en géométrie compacte et les comparer à celles du réacteur CANDU-SCWR ordinaire. L'évaluation de ce modèle est basée sur des comparaisons des paramètres neutroniques du coeur calculés avec les codes DRAGON et DONJON. Le modèle FBM implémenté pour la simulation des réacteurs CANDU est employé pour calculer les sections efficaces macroscopiques en fonction des perturbations locales que peut subir la grappe lors de l'exploitation du réacteur. La première partie de ce chapitre présente une description comparative des caractéristiques principales des réacteurs CANDU et des réacteurs CANDU-SCWR. Cette description est utile pour introduire les modifications à apporter au modèle FBM au chapitre 6 afin de l'adapter aux réacteurs de type CANDU-SCWR. La deuxième partie introduit le nouveau concept de réacteur compact à optimiser.

### 4.1 Le combustible

#### 4.1.1 L'évolution de l'uranium naturel et de ses descendants dans le coeur

Le ralentissement des neutrons par l'eau lourde dans les réacteurs CANDU permet d'utiliser un combustible à l'uranium naturel. Cet atome possède 14 isotopes radioactifs se désintégrant principalement par émission de rayonnement alpha (ou noyaux d'hélium) et bêta (électrons). Les isotopes de l'uranium de masse 234, 235, 238 constituent l'uranium naturel avec les proportions atomiques suivantes : 0.0055%, 0.720% et 99.2745%. De ces trois isotopes, seuls l' $^{235}\text{U}$  (isotope fissile) et l' $^{238}\text{U}$  (isotope fertile produisant un isotope fissile qui est le  $^{239}\text{Pu}$ ) sont primordiaux, existant depuis l'origine de la terre.

Pour décrire l'évolution de l'uranium naturel et de ses descendants dans le coeur, on présente la variation des densités atomiques des isotopes du combustible  $\text{UO}_2$  à l'uranium naturel dans une grappe CANDU en fonction du burnup (Zafar *et al.*, 2011). La capture d'un neutron par l' $^{235}\text{U}$  (ou le  $^{239}\text{Pu}$ ) aboutie à l'apparition de deux fragments de fission. L'un est dit fragment léger ayant un nombre de masse compris entre 90 et 100, l'autre, est dit fragment lourd avec un nombre de masse plus élevé compris entre 135 et 145. Les décroissances radioactives successives de ces fragments sont à l'origine de l'apparition d'autres descendants radioactifs. Ces isotopes sont appelés produits de fission du combustible nucléaire où ils sont formés. On distingue les produits de fission à vie moyenne, tels que le  $^{137}\text{Cs}$  et le  $^{90}\text{Sr}$ , d'environ 30 ans

de période, et des produits de fission à vie très longue.

Il existe d'autres descendants d'uranium dans le cœur appelés les transuraniens. On les obtient lorsque le combustible capte un neutron au lieu de fissionner. Chaque capture supplémentaire augmente la masse du noyau. Les atomes d' $^{238}\text{U}$  qui capturent un neutron avec émission d'un rayonnement gamma forment l' $^{239}\text{U}$ . Ce radionucléide se transforme par désintégration  $\beta$  en  $^{239}\text{Np}$ , qui à son tour donne du  $^{239}\text{Pu}$ , fissile. Si le  $^{239}\text{Pu}$ , capture un neutron, il forme le  $^{240}\text{Pu}$  et ainsi de suite. Ainsi, d'autres transuraniens (TRU) se forment par captures successives de neutron pour former du neptunium ( $Z=93$ ), de l'américium ( $Z=95$ ), du curium ( $Z=96$ ), etc.

#### 4.1.2 L'évolution du thorium naturel et de ses descendants dans le cœur

L'utilisation du combustible au thorium dans les réacteurs nucléaires a été étudiée depuis les années 1960 (OCDE, 1965). Cependant, des difficultés liées à l'installation du cycle à cause des émissions gamma et aux faibles performances en termes de régénération du combustible comparés à ceux du combustible à uranium ont causé l'arrêt du développement de cette filière dans les années 1970-1980. En 2000, le GIF a repris ces études à la vue de plusieurs avantages liées aux propriétés neutroniques du thorium (GIF, 2002; IAEA, 2002, 2005).

Le thorium possède un isotope fertile dans la nature capable de produire un noyau fissile artificiel par capture d'un neutron thermique, il s'agit du  $^{232}\text{Th}$ . En effet, à la suite d'une capture, le  $^{232}\text{Th}$  se transforme en  $^{233}\text{Th}$  qui à son tour se désintègre rapidement pour produire successivement le  $^{233}\text{Pa}$  puis, après un plus long délai, l' $^{233}\text{U}$  qui est un isotope fissile. La figure 4.1 présente une vue schématique du cycle du thorium complet.

La qualité principale de l' $^{233}\text{U}$  est son facteur de reproduction des neutrons qui est plus élevé que celui de l' $^{235}\text{U}$  aux énergies thermiques (voir figure 4.2). Par conséquent, la surgénération thermique en cycle de thorium est possible, alors qu'elle ne l'est pas en cycle uranium vu le très faible facteur de reproduction du  $^{239}\text{Pu}$ . Cependant, l'inconvénient de l'utilisation de l' $^{233}\text{U}$  réside dans le fait que sa section efficace de capture neutronique est plus élevée que celle de l' $^{238}\text{U}$  impliquant l'utilisation d'un autre isotope fissile comme l' $^{235}\text{U}$  ou le  $^{239}\text{Pu}$  pour démarrer le cycle (Guillemin, 2009). Par exemple, le combustible neuf utilisé pour les réacteurs CANDU-SCWR, est un mélange de thorium et de plutonium (voir tableau 4.4). Les résonances épithermiques du  $^{232}\text{Th}$ , quant à elles, sont faibles en amplitude et mènent à un coefficient de réactivité pour la température du combustible presque nul. En outre, vu la faible fraction de neutrons retardés de l' $^{233}\text{U}$  aux énergies thermiques (270 pcm comparativement à 680 pcm pour l' $^{235}\text{U}$ ), le pilotage de réacteurs est plus compliqué et nécessite des systèmes de contrôle plus avancés (Michel-SENDIS, 2009). De plus, le  $^{233}\text{Pa}$ , issu de la première désintégration du  $^{233}\text{Th}$ , qui a une période de vie de l'ordre d'une vingtaine





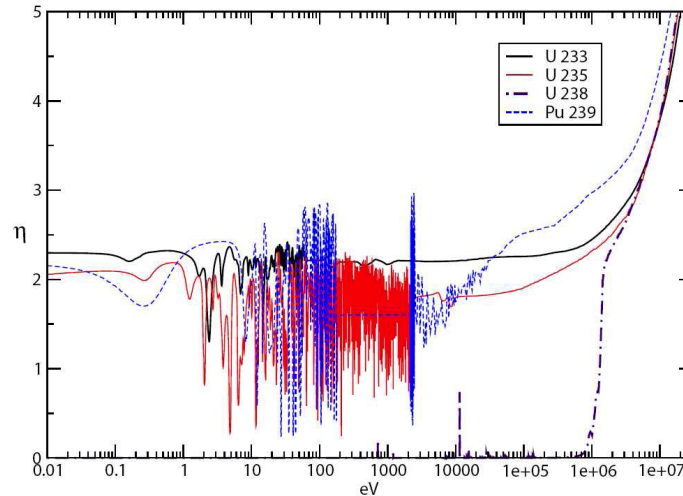


Figure 4.2 Variation du facteur de reproduction en fonction de l'énergie du neutron incident pour différents éléments

Tableau 4.1 Caractéristique du caloporteur

Propriété	CANDU6	CANDU-SCWR
Eau	$D_2O$	$H_2O$ supercritique
Pression de sortie	$10.54 MPa$	$25 MPa$
Température d'entrée	$265^{\circ}C$	$350^{\circ}C$
Température de sortie	$310^{\circ}C$	$625^{\circ}C$

rature de saturation à partir de laquelle une ébullition du caloporteur peut survenir et une couche de vapeur peut se former sur la surface externe de la gaine du crayon de combustible. Ceci peut entraîner la fusion de la gaine et nuire à la sûreté du réacteur. L'eau supercritique, quant à elle, peut être utilisée à des températures très élevées sans se transformer en un fluide diphasique.

### 4.3 Le rechargement du combustible

Le coeur CANDU est rechargé durant le fonctionnement du réacteur. Dépendamment de la stratégie de gestion de combustible envisagée, des grappes de combustible irradié sont remplacées par des grappes de combustible neuf. Le déplacement des grappes de combustible est assuré par des machines à combustible (MC) placées à l'entrée et à la sortie du canal (St-Aubin, 2014). La machine qui contient les grappes de combustible frais est positionnée à l'entrée. L'insertion de ces grappes permet de déplacer les grappes déjà présentes vers la

sortie du canal où la seconde MC récupère les grappes de combustible irradié. Ces grappes sont transportées et refroidies par la suite dans une piscine d'eau légère durant une période d'environ six années. Le rechargement d'un canal s'effectue dans le même sens que le débit de caloporteur pour minimiser l'enthalpie de l'eau là où les grappes de combustible frais sont positionnées (St-Aubin, 2014; Rozon, 1999).

Pour un réacteur SCWR, le principe est différent. En effet, à la fin de chaque cycle d'évolution du combustible, les canaux les plus irradiés sont sortis du coeur et remplacés par des canaux frais, tandis que d'autres sont déplacés vers un autre site du réacteur. Ce type de rechargement se fait à l'arrêt du réacteur et peut durer jusqu'à 30 jours (Metin *et al.*, 2016). L'ouverture de la cuve pressurisée du réacteur au cours de son fonctionnement n'est pas possible. Les effets que produisent les délais entre l'arrêt et la remise en marche du réacteur combinés avec les sauts de puissance que peuvent subir les grappes dans le réacteur sont très importants et doivent être pris en considération.

## 4.4 Présentation générale du modèle de coeur CANDU-SCWR hexagonal

### 4.4.1 Intérêt de l'optimisation du modèle du coeur cartésien

L'optimisation des performances neutroniques et thermohydrauliques d'un modèle de coeur nucléaire est liée directement aux objectifs poursuivis par l'optimisation elle-même. Cette dernière peut faire appel à l'étude de trois grands domaines distincts (Ingremeau, 2011) :

1. la conception des matériaux pour le choix du combustible, du modérateur, du caloporteur, etc ;
2. la conception du coeur qui comporte :
  - la conception de la grappe pour le choix de la géométrie, les crayons de combustible, etc ;
  - la conception du canal pour le choix du nombre de grappes, des dimensions géométriques, etc ;
  - la conception du coeur de point de vue orientation, mécanismes de réactivité, plan de rechargement, etc.
3. la conception du système comportant les générateurs de vapeur, les pompes, le système de refroidissement, etc.

L'optimisation de chacun de ces domaines est un travail considérablement long vu le nombre de paramètres intervenant à différents niveaux de l'étude. Par exemple, l'étape de la conception du coeur est cruciale impactant directement les performances du cycle du combustible, ainsi que l'ensemble des systèmes de sûreté requis. De point de vue neutronique, cette étape

agit directement sur la carte de puissance du coeur. Pour initier l'optimisation d'un concept de coeur étudié, la puissance maximale du canal est souvent sélectionnée comme étant l'indicateur pertinent pour s'assurer des performances neutroniques, thermohydrauliques et de la sûreté du coeur (Ingremau, 2011).

Dans cette optique, on propose d'optimiser le modèle du coeur CANDU-SCWR actuel en proposant un nouveau modèle de coeur en géométrie hexagonale permettant de réduire la puissance maximale du canal. Cette étude est menée en supposant que les performances thermohydrauliques du coeur sont conservées (Zhi et Simon, 2010). Cette hypothèse est justifiée par le fait que le modèle proposé utilise les mêmes propriétés des matériaux (combustible, modérateur, caloporteur, gaine, etc) et la même orientation du coeur que le modèle CANDU-SCWR de référence (cartésien) pour lequel les performances thermohydrauliques sont étudiées par les professionnels du domaine (Leung, 2014).

#### 4.4.2 Avantages d'un réacteur en géométrie hexagonale

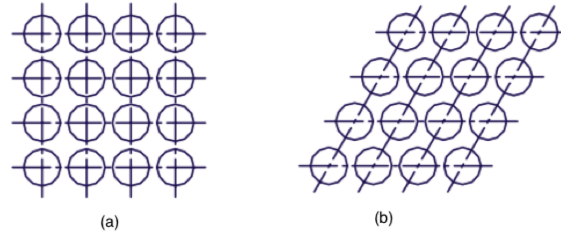


Figure 4.3 Réseaux de 16 cellules à répartition cartésienne (a) et hexagonale (b)

La géométrie hexagonale permet d'obtenir principalement deux avantages par rapport à la géométrie cartésienne.

Premièrement, la disposition hexagonale permet une utilisation uniforme et optimale du modérateur puisque les distances entre les différents six premiers voisins sont égales. Dans le cas d'un pavage cartésien, ceci est vrai seulement pour les quatre voisins les plus près, les quatre voisins diagonaux se retrouvent à une distance plus éloignée (voir figure 4.3). Cet avantage permet entre autres de réduire l'inventaire de l'eau lourde dans le réacteur.

Deuxièmement, pour des contraintes liées aux dimensions des structures mécaniques du coeur (présentées à la section suivante), nous montrons que la répartition hexagonale des canaux de combustible permet d'avoir un modèle de réacteur compact. Les paramètres caractérisant ce modèle seront étudiés afin d'optimiser ses performances neutroniques qui consistent à réduire la puissance maximale du coeur tout en conservant la puissance de sortie moyenne et les dimensions globales d'un réacteur CANDU-SCWR.

#### 4.4.3 Contraintes liées aux structures mécaniques du coeur

La figure 4.4 montre les différences entre la cellule hexagonale et la cellule cartésienne. Assumons que le diamètre externe de la structure mécanique, requise pour visser le couvercle du coeur (*header*) et le tube de force, est inférieur au pas de réseau cartésien ( $L = 25 \text{ cm}$ ) de  $s = 1 \text{ cm}$ , soit  $24 \text{ cm}$  et que le diamètre externe du tube de force est de  $18.1 \text{ cm}$ , cela signifie que l'épaisseur de la structure mécanique sera donnée par  $t = 2.95 \text{ cm}$ . Cette valeur est considérée, par la suite, un paramètre majeur lors du choix des dimensions maximales de la cellule du réseau hexagonal.

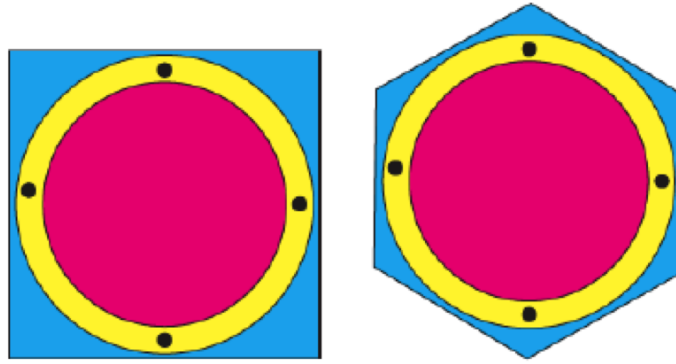


Figure 4.4 Modèles de cellule cartésienne (gauche) et modèle de cellule hexagonale (droite) : le modérateur est en bleu, la structure mécanique requise pour visser le tube de force au couvercle du coeur est en jaune et la grappe est en rose

#### 4.4.4 Description du modèle de coeur étudié

Le modèle de coeur en géométrie compacte étudié et optimisé dans ce projet est une simple modification du modèle CANDU-SCWR cartésien étudié par Pencer *et al.* (2013). Il génère la même puissance thermique envisagée de  $2540 \text{ MW}$  correspondant à une efficacité thermique de l'ordre de  $48 \%$ . Le coeur est composé de  $336$  canaux de combustible d'une hauteur égale à  $500 \text{ cm}$  et entouré axialement de  $50 \text{ cm}$  de réflecteur. La disposition des canaux de combustible est telle que le diamètre du coeur et la quantité d'eau du réflecteur utilisé soient équivalents à ceux du coeur cartésien. Les figures 4.5 et 4.6 présentent une coupe radiale du coeur cartésien et du coeur compact étudié. Les cellules en bleu représentent les cellules du réflecteur radial. Les canaux de combustible sont représentés par des anneaux en gris. La couleur rouge représente le modérateur. Au centre du coeur compact, une cellule d'eau est ajoutée pour permettre d'avoir le même nombre de canaux de combustible total. Ceci permettra entre autres d'adapter facilement le plan de rechargement étudié par Pencer *et al.*

(2013) au modèle compact.

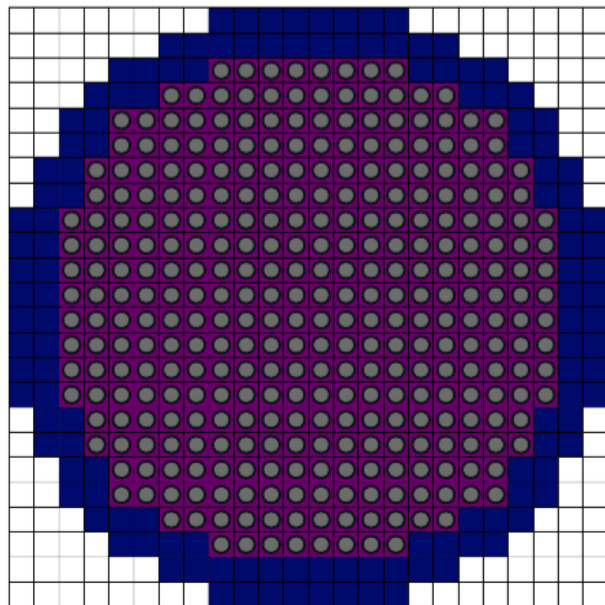


Figure 4.5 Modèle du coeur cartésien

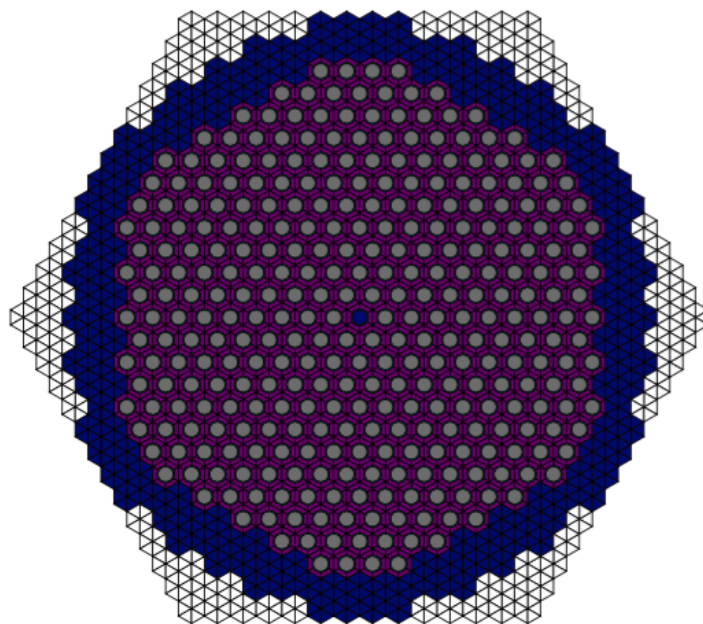


Figure 4.6 Modèle du coeur hexagonal

#### 4.4.5 Description du canal et de la grappe de combustible étudiés

La grappe CANDU-SCWR à optimiser dans ce projet est la grappe à 62 éléments présentée à la figure 4.7. Elle est constituée de deux anneaux concentriques composés chacun de 31 crayons de combustible (et non 32 comme pour le modèle le plus récent). Les tableaux 4.2 et 4.3 présentent une description de la grappe et du canal de combustible, respectivement. Le tableau 4.4 présente les compositions isotopiques des différents mélanges (Pencer *et al.*, 2013).

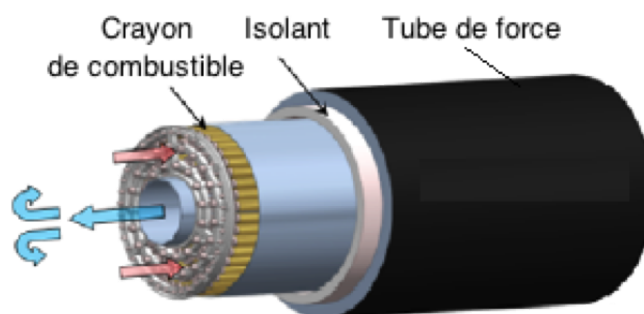


Figure 4.7 Grappe de combustible CANDU-SCWR étudiée

Tableau 4.2 Description de la grappe de combustible

Paramètre	Valeur
Crayons par grappe	62
Crayons par anneau	31
Rayon du tube de caloporteur central	4.45 <i>cm</i>
Rayon des crayons de l'anneau 1	0.415 <i>cm</i>
Rayon des crayons de l'anneau 2	0.465 <i>cm</i>
Épaisseur de la gaine de tous les crayons	0.06 <i>cm</i>

#### 4.4.6 Plan de rechargement

Les différentes stratégies utilisées pour créer un plan de rechargement à l'arrêt sont analysées par Glasstone et Sesonske (1981) et résumés par McDonald (2011b). Brièvement, les quatre stratégies utilisées sont les suivantes :

Tableau 4.3 Description du canal de combustible

Paramètre	Valeur
Épaisseur de l'isolant	0.55 <i>cm</i>
Épaisseur du liner poreux	0.05 <i>cm</i>
Rayon interne du tube de force	7.85 <i>cm</i>
Épaisseur du tube de force	1.2 <i>cm</i>

Tableau 4.4 Composition isotopique des mélanges

Mélange	Composition(%)	Masse volumique ( $g/cm^3$ )
Caloporteur au centre	Eau légère $H_2O$	0.59254
Caloporteur	Eau légère 100% $H_2O$	variable
Modérateur	99.833% $D_2O$ ; 0.16% $H_2O$	1.0851
Combustible (anneau 1)	Pu :13.23% ; Th :74.70% ;O :12.07%	9.91
Combustible (anneau 2)	Pu :10.59% ; Th :77.34% ;O :12.08%	9.87
Gaine	Acier inoxydable 310	7.90
Isolant	Oxyde de zirconium ( $ZrO_2$ )	5.83
Tube de force	Alliage de zirconium	6.52
Liner tube	Acier inoxydable 310	7.90

- *Irradiation à un lot* : à la fin d'un cycle, tous les canaux du combustible sont remplacés par des canaux de combustible neuf. Ce type de rechargement permet d'augmenter la réactivité et la longueur du cycle, mais il ne permet pas d'utiliser efficacement le combustible.
- *Rechargement vers la région périphérique du coeur* : le combustible neuf est placé au centre du coeur et les canaux usés sont déplacés vers la région périphérique du coeur. ce type de rechargement augmente les gardiens de puissances radiales dans le coeur.
- *Rechargement vers la région centrale du coeur* : contrairement au rechargement précédent, le combustible neuf est placé à la périphérie du coeur et les canaux usés sont déplacés vers la région centrale.
- *Rechargement scatter* : placer des canaux de combustible à différents enrichissements uniformément sur le coeur. Ce type de rechargement est le plus utilisé pour les réacteurs à eau légère.

Le choix d'une stratégie de rechargement est lié généralement aux paramètres à optimiser en début et en fin du cycle. Ces paramètres correspondent à la puissance maximale de canal, au facteur de multiplication effectif, au taux de combustion de sortie du coeur et à la longueur du cycle (Ingreneau, 2011). Le paramètre le plus optimisé est souvent la puissance maximale de canal McDonald (2011b). La réduction du pic de puissance radiale permet d'aplatir le profil radial de puissance, d'augmenter la puissance moyenne d'opération du réacteur et d'abaisser la température maximale du combustible. Des méthodes de calcul mathématique et numérique sont développées pour déterminer le plan de rechargement le plus efficace dépendamment du type de réacteur (Kropaczek et Turinsky, 1991; Quist *et al.*, 2001). Dans le cas du réacteur CANDU-SCWR, Pencer *et al.* (2013) développe le plan de rechargement de la figure 4.8. Les paramètres neutroniques du coeur optimisés sont définis par (Boczar *et al.*, 2010) :

- optimiser le taux de combustion de sortie de la grappe,
- assurer un coefficient de réactivité de vide négatif,
- réduire le facteur de pointe de puissance radial CPPF pour *Chanel Power Peaking Factor*

$$\text{CPPF} = \frac{\text{Puissance maximale du canal}}{\text{Puissance du canal moyenne dans le coeur}} \quad (4.1)$$

Un CPPF égal à 1.4 est accepté pour les réacteurs CANDU-SCWR (Boczar *et al.*, 2010).

La simulation du modèle de coeur CANDU-SCWR hexagonal doit se faire avec la mise en place d'un plan de rechargement du combustible. Ce dernier permet d'évaluer les paramètres neutroniques du coeur au début et à la fin des cycles par rapport au modèle de coeur cartésien. Ne disposant pas de méthode numérique de gestion de combustible à l'arrêt du réacteur, la mise en place de ce plan de rechargement représentait un véritable enjeu. La combinaison du nombre de canaux (336) et des sites d'exposition (3) est à l'origine du problème. Une valeur maximale de CPPF égale à 1.4 doit être respectée. La sensibilité du CPPF aux manipulations des grappes de combustible représentait aussi un souci. Pour ce faire, deux options sont envisagées :

1. tester des modèles de rechargement de réacteurs à eau supercritique en géométrie hexagonale et qui sont disponibles dans la littérature. L'avantage de cette option c'est qu'on peut choisir une stratégie de rechargement facile à adapter au modèle CANDU-SCWR hexagonal (le *rechargement vers la région périphérique du coeur* ou le *rechargement vers la région centrale du coeur* ). L'inconvénient provient de la restriction sur le CPPF.



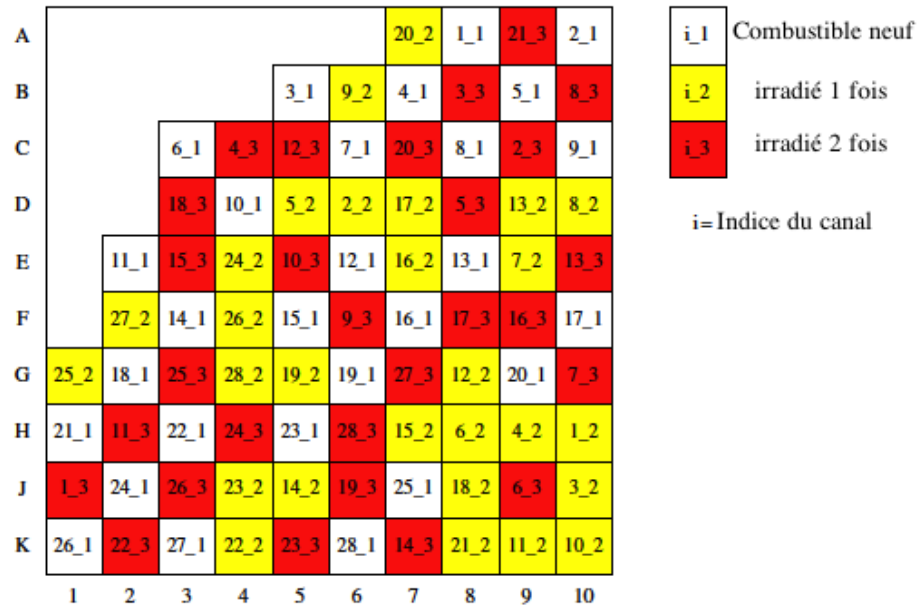


Figure 4.8 Un quart du plan de rechargement cartésien

2. adapter le plan de rechargement du modèle cartésien au modèle hexagonal. L'avantage de cette option est relié à la cohérence de comparaison au modèle cartésien. L'inconvénient provient de la disposition uniforme des grappes de combustible dans le coeur (un rechargement de type *rechargement scatter*).

Les plans de rechargement du modèle de coeur hexagonal optimisés pour l'étude du modèle de coeur hexagonal sont présentés au chapitre 9.

## CHAPITRE 5 PRÉSENTATION DES MODÈLES DE SIMULATION

Les deux objectifs de recherche principaux de cette thèse sont, rappelons-les, l'adaptation du modèle feedback pour la simulation des réacteurs à combustible au thorium et l'étude des performances d'un modèle de coeur CANDU-SCWR compact. Avant de développer les résultats obtenus pour la réalisation de ces objectifs, il paraît naturel de consacrer un chapitre pour introduire les codes de calculs neutroniques utilisés et présenter les modèles de simulation étudiés dans ce projet. En premier lieu, on définit les modèles de cellule SERPENT utilisés pour comparer la cellule cartésienne et la cellule compacte CANDU-SCWR. En deuxième lieu, on présente une description générique des modèles de simulation DRAGON utilisés pour la réalisation des calculs en transport. Enfin, on présente les modèles de simulation DONJON du coeur utilisés pour le calcul en diffusion.

### 5.1 Présentation du modèle de calcul SERPENT

Cette section présente les modèles de cellules unitaires développés par le code SERPENT dans le but de valider les modèles DRAGON qui seront étudiés aux chapitres 6 et 8.

#### 5.1.1 Présentation générale du code SERPENT

SERPENT est un code de calcul neutronique basé sur la méthode Monte Carlo qui permet de déterminer les paramètres neutroniques de la géométrie étudiée  $G$  sans passer par les approximations derrière la résolution de l'équation de Boltzmann (Kalos et Whitlock, 1986). Le principe de cette méthode s'appuie sur une étude probabiliste des interactions et des déviations angulaires des neutrons avec la matière. Brièvement, la simulation commence par le tirage de la longueur du libre parcours du neutron  $\lambda$  entre deux interactions de la façon suivante :

$$\lambda = -\frac{\ln(p)}{\Sigma_{max}} \quad (5.1)$$

tel que  $p$  est un nombre tiré aléatoirement entre  $[0, 1[$  et  $\Sigma_{max}$  est la valeur la plus élevée des sections efficaces macroscopiques totales  $\Sigma_i$  des  $I$  isotopes contenus dans la géométrie  $G$ . L'isotope  $j$  et le type de réaction  $r$  pour l'interaction sont ensuite tirés en respectant les

conditions respectives suivantes :

$$\sum_{i=1}^{j-1} \frac{N_i \sigma_i}{\Sigma} < p < \sum_{i=1}^j \frac{N_i \sigma_i}{\Sigma} \quad (5.2)$$

$$\sum_{y=1}^{r-1} \frac{\sigma_y}{\sigma} < p < \sum_{y=1}^r \frac{\sigma_y}{\sigma} \quad (5.3)$$

où  $\Sigma$  est la section efficace macroscopique totale définie par

$$\Sigma = \sum_{i=1}^I N_i \sigma_i \quad (5.4)$$

et  $\sigma$  est la section efficace microscopique totale définie par

$$\sigma = \sum_{y=1}^Y \sigma_y \quad (5.5)$$

et  $Y$  est le nombre d'interactions possibles qui peuvent avoir lieu entre le neutron et l'isotope  $i$  de densité  $N_i$  et de section efficace microscopique totale  $\sigma_i$ . Cette section efficace est définie par une bibliothèque de section efficace microscopique continue en énergie. Elle permet de suivre les variations d'énergie du neutron tout au long de son histoire (de sa naissance jusqu'à sa disparition). L'histoire d'un neutron s'arrête si son déplacement à la suite d'une interaction l'emmène à l'extérieur de la géométrie étudiée (dans le cas où des conditions aux frontières de vide sont appliquées) ou s'il est absorbé par un noyau. L'utilisateur choisit aussi le nombre de cycles par simulation et le nombre de neutrons par cycle. La simulation prend fin avec la fin de l'histoire de tous les neutrons suivis. Les résultats d'une telle simulation s'affichent par cycle. Plus le nombre de cycles est élevé plus l'erreur commise est faible.

Dans le cas d'un calcul de criticité, le facteur de multiplication effectif revient au calcul du rapport des nombres de neutrons de fission (neutron source) émis entre deux cycles successifs :

$$k_{eff} = \frac{\text{nombre de neutrons sources au cycle } n}{\text{nombre de neutrons sources au cycle } n-1} \quad (5.6)$$

Les résultats issus des calculs probabilistes, en particulier les résultats SERPENT, permettent de valider ceux des codes déterministes (DRAGON) vu qu'ils sont réalisés sans aucune approximation géométrique et avec des sections efficaces microscopiques ponctuelles. L'erreur peut provenir de la source initiale simulée. L'utilisateur doit s'assurer que le nombre de

neutrons par cycle est suffisant pour balayer toute la géométrie étudiée.

### 5.1.2 Modèle de calcul de la cellule unitaire CANDU-SCWR

Les calculs SERPENT réalisés dans ce projet de recherche sont utilisés pour comparer les facteurs de multiplication effectif de la cellule cartésienne standard et de la cellule hexagonale CANDU-SCWR qui lui est équivalente, sans s'inquiéter sur les différences résultant de l'analyse des deux géométries. Le fichier d'entrée SERPENT relatif à chaque calcul est construit en suivant les étapes énumérées ci-dessous :

1. Définition de la géométrie : les deux cellules étudiées ne diffèrent que du type de réseau dans lequel elles se trouvent. Les sous-géométries (crayons de combustible, isolant, tube de force, etc), appelés univers, des deux cellules sont les mêmes et elles sont définies dans SERPENT d'une façon indépendante. Les mots clés **lat** et **cell** permettent d'empiler ces univers pour construire une structure délimitée par un dernier univers appelé 0. Les mots clés **surf** permet de définir le type de surface de cet univers. La structure

```
sqc    <0.0 > <0.0 > <12.5 >
```

est utilisée pour la cellule cartésienne (**sqc**) identifiée par les coordonnées de l'origine  $< 0.0 > < 0.0 >$  et par la moitié du pas de réseau cartésien dans lequel elle se trouve (12.5). La structure

```
hexyc  <0.0 > <0.0 > <13.43 >
```

est utilisée pour définir la surface de la cellule hexagonale de type-y et de côté d'hexagone égal à 15.51 cm et de distance  $r = 13.43$  cm (voir figure 5.1). Notons, que le mots clé **hexxc** est aussi possible pour définir une surface hexagonale de type-x.

2. Définition des conditions aux frontières : les géométries des cellules étudiées sont limitées dans l'espace par des conditions aux frontières de réflexion isotrope avec les mots clés **set bc** 2. Ces conditions aux frontières traduisent l'état réel de la majorité des cellules (grappes) dans le réacteur (à l'exception des cellules adjacentes aux réflecteurs).

3. Définition des mélanges : la description des mélanges des deux cellules est la même pour les deux modèles. La structure

```
mat    <name > <dens >
```

```
<iso 1 > <frac 1 >
```

est utilisée pour définir chacun des mélanges de la cellule (caloporteur, modérateur, combustible, etc). La densité **<dens >** est négative pour une densité massique (en  $g/cm^3$ ) et elle est positive pour une densité atomique  $10^{24}/cm^3$ . Les fractions isoto-

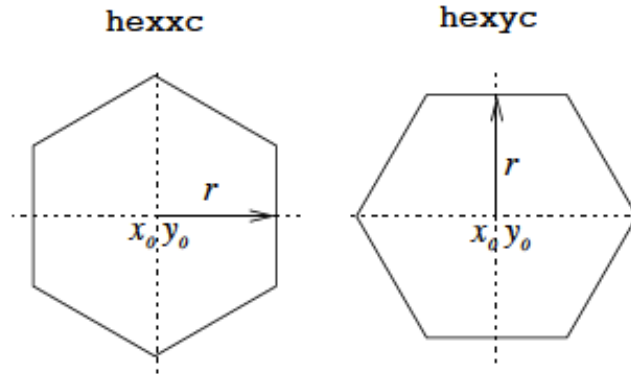


Figure 5.1 Définition des cellules hexagonales avec SERPENT

riques `<frac 1 >`, massiques ou atomiques, des nuclides formant le mélange sont normalisées avant le calcul des taux de réaction.

4. Choix de la bibliothèque de section efficace : comme introduit auparavant les calculs basés sur la méthode Monte-Carlo utilise des sections efficaces continues en énergies. L'évaluation ENDF/B.VII a été utilisée pour attribuer aux mélanges définis auparavant, les sections efficaces microscopiques en fonction de la température de chaque mélange. Ici, il est à noter que ces bibliothèques sont tabulées aux températures suivantes : 300K, 600K, 900K, 1200K, 1500K et 1800K. De plus, pour corriger les sections efficaces de diffusion de l'hydrogène et du deutérium du modérateur et du caloporteur à faibles énergies, le mot clé `moder` a été utilisé lors de la définition de ces deux mélanges. Cette option permet d'utiliser la section efficace microscopique de diffusion thermique par des molécules à la place de celles dérivées de la théorie du gaz libre.
5. Choix de la population de neutron : pour minimiser l'erreur, des résultats SERPENT, un nombre de cycles actif assez élevé de l'ordre de 2000 a été utilisé versus 200 cycles inactifs. Chaque cycle est simulé avec 10000 neutrons. Initialement, les neutrons sources sont propagés au hasard à l'intérieur des crayons de combustible. La commande `set pop` est utilisée pour paramétrer ces calculs.

## 5.2 Présentation du modèle de calcul DRAGON

### 5.2.1 Définition de la géométrie et des mélanges

Comme introduit à la section 2.6, la chaîne de calcul utilisée pour ce projet utilise les codes de calcul neutronique DRAGON et DONJON. DRAGON résout l'équation de transport neutronique à l'échelle de la cellule. La grappe CANDU-SCWR introduite à la section 4.4.5 est étudiée. Rappelons brièvement, que c'est une grappe composée de 62 crayons de combustibles répartis sur deux anneaux concentriques composés chacun de 31 crayons. Les mélanges principaux sont associés au combustible, au modérateur, au caloporteur et aux matériaux de structure. La composition de ces mélanges est présentée au tableau 4.4 (Pencer *et al.*, 2013). Les régions qui leur sont associées sont définies dans DRAGON par le module `GEO` tandis que leurs températures et masses volumiques sont définies par le module `LIB`. Ce dernier permet aussi de sélectionner la bibliothèque de sections efficaces microscopiques qui sera utilisée. Ici, on a choisi la bibliothèque de sections efficaces microscopiques à 69 groupes de WIMS-D4 de l'IAEA. Du point de vue modélisation, cette grappe a été simulée en 2D sur deux réseaux différents en milieu infini, un réseau à répartition cartésienne pour l'étude du modèle de grappe ordinaire et un autre réseau à répartition hexagonale représentant le modèle compact. Le pas du réseau cartésien  $L$  utilisé est égal à 25 cm. Les dimensions du réseau hexagonal sont variables et elles sont optimisées au chapitre 8.

### 5.2.2 Analyse de la géométrie

Plusieurs modules d'analyse des géométries (tracking) sont disponibles dans DRAGON pour des calculs de transport, incluant `JPMT`, `SYBILT`, `EXCELT` et `NXT`. Le choix d'un module dépend de la géométrie à analyser et des approximations choisies pour résoudre l'équation de transport. Nous présentons, ici, une brève description des deux modules majeurs d'analyse de géométrie qui sont utilisés dans cette thèse, nommément `EXCELT` et `NXT`.

`EXCELT` est le module le plus ancien et le plus simple qui permet le traitement de géométries complexes en 2D et 3D incluant :

- géométries 2D et 3D cartésiennes (discrétisation spatiale permise) avec ou sans régions annulaires concentriques (`CAR2D`, `CAR3D`, `CARCEL`, `CARCELX`, `CARCELY`, `CARCELZ`).
- géométries 2D cartésiennes non discrétisées avec des tubes concentriques (`CARCEL`) contenant des grappes de crayons (`CLUSTER`).
- assemblages cartésiens (`CAR2D`, `CAR3D`) de cellules 2D et 3D cartésiennes (discrétisation spatiale permise) avec et sans régions annulaires concentriques (`CAR2D`, `CAR3D`,

CARCEL, CARCELX, CARCELY, CARCELZ).

- géométries 2D et 3D hexagonales (sans discrétisation triangulaire) avec ou sans régions annulaires concentriques (HEX, HEXZ, HEXCEL, HEXCELZ).
- géométries 2D hexagonales non discrétisées avec des tubes concentriques (HEXCEL) contenant des grappes de crayons (CLUSTER).
- assemblages hexagonaux (HEX, HEXZ) de cellules 2D et 3D hexagonales (sans discrétisation triangulaire) avec et sans régions annulaires concentriques (HEX, HEXZ, HEXCEL, HEXCELZ).

Ce module analyse la géométrie en simple précision et évalue les lignes d'intégration en simple précision engendrant parfois des erreurs.

NXT est un module plus récent et toujours en développement qui permet le traitement de géométries plus générales que celles permises dans EXCELT. Ainsi, la version officielle du module permet d'analyser :

- les géométries 2D et 3D cartésiennes (discrétisation spatiale permise) avec ou sans régions annulaires concentriques (CAR2D, CAR3D, CARCEL, CARCELX, CARCELY, CARCELZ) et pouvant contenir des grappes de crayons (CLUSTER).
- les assemblages cartésiens (CAR2D, CAR3D) de cellules 2D et 3D cartésiennes (discrétisation spatiale permise) avec et sans régions annulaires concentriques (CAR2D, CAR3D, CARCEL, CARCELX, CARCELY, CARCELZ) et pouvant contenir des grappes de crayons (CLUSTER).
- les géométries 2D et 3D hexagonales (discrétisation triangulaire) sans régions annulaires concentriques (HEXT, HEXTZ) et pouvant contenir des grappes de crayons (CLUSTER).
- les assemblages hexagonaux (HEX, HEXZ) de cellules 2D et 3D hexagonales (discrétisation triangulaire) sans régions annulaires concentriques (HEXT, HEXTZ) et pouvant contenir des grappes de crayons (CLUSTER).

Ce module traite la géométrie et évalue les lignes d'intégration en double précision.

Contrairement à EXCELT, il ne peut pour le moment prendre en compte automatiquement les symétries de rotation et de réflexion pour les géométries hexagonales. Cette restriction vient principalement de la difficulté de vérifier ce type de conditions lorsque des grappes sont présentes dans une cellule.

La version de développement de NXT qui sera validée dans une prochaine étape permet aussi le traitement des géométries suivantes :

- les géométries 2D et 3D hexagonales (discrétisation triangulaire) avec régions annulaires concentriques (HEXTCEL, HEXTCELZ) et pouvant contenir des grappes de crayons (CLUSTER). Un exemple de géométrie 2D est représenté à la figure 5.2.

- les assemblages hexagonaux (HEX, HEXZ) de cellules 2D et 3D hexagonales (discrétisation triangulaire) avec régions annulaires concentriques (HEXTCEL, HEXTCELZ) et pouvant contenir des grappes de crayons (CLUSTER). Deux exemples de géométrie 2D sont représentés aux figures 5.4 et 5.3.

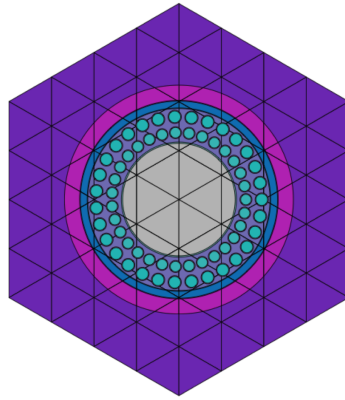


Figure 5.2 Exemple d'une cellule hexagonale avec régions annulaires concentriques contenant des grappes de crayons (CLUSTER)

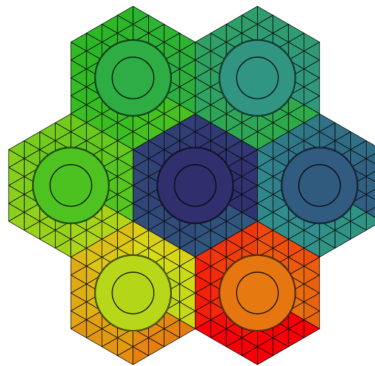


Figure 5.3 Exemple d'un assemblage 2D hexagonal avec régions annulaires concentriques

Les calculs de cellule présentés au chapitre 8 sont réalisés avec cette mise à jour du module NXT

### 5.2.3 Calcul du flux neutronique

Avant de procéder à l'étape de détermination du bilan neutronique de la cellule, celle-ci doit être discrétisée en plusieurs régions. À ce propos, deux discrétisations spéciales différentes pour le calcul d'autoprotection des résonances premièrement et pour le calcul de flux deuxièmement ont été choisies. Le calcul d'autoprotection des résonances (module SHI) permet de



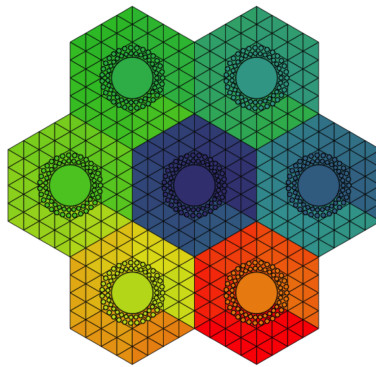


Figure 5.4 Exemple d'un assemblage 2D hexagonal avec régions annulaires concentriques contenant des grappes de crayons (CLUSTER)

corriger les sections efficaces microscopiques des isotopes lourds présents dans le combustible et une discrétisation grossière de la cellule suffit pour réaliser ce calcul. Toutefois, la précision des résultats du flux neutronique dépend de la discrétisation de la géométrie qui doit être choisie finement. La méthode des probabilités de collision, implémentée à travers le module **ASM**, a été choisie pour la résolution de l'équation de transport qui avec le module **FLU** permet de déterminer la distribution du flux neutronique. Ce dernier offre l'option de choisir la valeur propre à calculer : le facteur de multiplication infini, noté  $k_\infty$ , pour le modèle sans fuite calculé avec l'option **TYPE K** ou le buckling, noté  $B^2$ , pour le modèle avec fuite calculé avec l'option **TYPE B**. Pour cette étude l'option retenue est le calcul de flux avec le modèle de fuite  $B1$  homogène (option **TYPE B B1 PNL**) en vue de mieux représenter la configuration de la grappe dans le coeur.

#### 5.2.4 Évolution du combustible et édition des résultats

Initialement, le combustible introduit dans la grappe est du combustible neuf. Au fur et à mesure que le réacteur est exploité, le combustible brûle et sa composition change au cours du temps. Le module **EVO** permet de mettre à jour les concentrations isotopiques du combustible en fonction du taux de combustion (le burnup) à partir de la résolution des équations isotopiques de la chaîne d'évolution du combustible étudié. Le calcul d'évolution est réalisé à une puissance massique constante jusqu'à un burnup suffisamment élevé pour pouvoir interpoler les propriétés neutroniques de la cellule de chaque grappe en tout temps d'exploitation du réacteur. Ainsi, les sections efficaces macroscopiques de la cellule sont calculées par intervalles de temps. Ensuite, elles sont éditées dans des fichiers de type **MACROLIB** par le module **EDI** qui offre plusieurs options d'édition en espace et en énergie. Pour cette étude, l'option retenue est l'homogénéisation complète des sections efficaces macroscopiques et microscopiques sur

le volume de la cellule (MERG COMP) et la condensation à deux groupes d'énergie séparés à 0.625 eV (COND 0.625). Il est important de noter que cette coupure en énergie est plus convenable au spectre neutronique des réacteurs à uranium naturel. Une étude récente présentée par (Moghrabi et Novog, 2018) montre que le spectre neutronique des réacteurs SCWR est décalé vers les énergies rapides et qu'une condensation à 2.85 eV pourrait être préférable.

### 5.3 Génération des bases de données

Comme introduit à la section 2.6, le calcul du flux se fait sur deux étapes différentes : le calcul en transport et le calcul en diffusion. Pour assurer une cohérence entre les deux étapes, plusieurs options de création de bases de données sont offertes de façon à fournir des informations vraiment représentatives de l'environnement de la grappe dans le coeur. Pour cette étude le modèle feedback a été choisi pour créer une base de données où les propriétés neutroniques de la cellule seront évaluées en fonction des paramètres locaux et globaux de la cellule (la puissance, les concentrations et les températures du modérateur, caloporteur, combustible, etc...). Le principe est d'établir, premièrement, un calcul de cellule en transport représentatif du fonctionnement de la grappe aux conditions nominales. Ces conditions sont caractérisées par des valeurs de paramètres locaux sélectionnées au préalable. Deuxièmement, à partir de ce calcul de référence, vingt calculs en transport sont enchaînés, ils représentent le fonctionnement de la grappe aux conditions perturbées.

En pratique, la procédure de création de la base de données FBM dans DRAGON se fait comme suit : en premier lieu, un calcul de cellule standard, comme décrit à la section 5.2 est réalisé avec les paramètres de référence. En deuxième lieu, les calculs relatifs aux perturbations sont réalisés. Ces deux étapes aboutissent à la création des fichiers d'édition de sections efficaces contenant des MACROLIB de référence et de perturbation. En troisième lieu, le module CPO de DRAGON est appelé afin de créer, pour chacun de ces calculs, des fichiers de type CPO incluant les propriétés neutroniques de la cellule tabulées en fonction du burnup. L'option EXTRACT du module CPO est utilisée pour extraire la contribution des isotopes des mélanges homogénéisés comme le caloporteur, le modérateur et le combustible, etc... Cela est dans le but de suivre leurs évolutions indépendamment de l'évolution globale de la cellule. Les isotopes extraits dans FBM sont présentés au tableau 5.1.

Une fois les 28 CPO générés, le module CFC est appelé pour la création de la base de données FBM de signature REACTOR XSDB. Les valeurs des paramètres de référence et de perturbation sont fournies pour les stocker dans la base de données qui contiendra deux sous niveaux. Le premier sous niveau, appelé FULFBMDATA, contient l'information sur la cel-

lule homogénéisée et les isotopes suivis. Le deuxième sous niveau, appelé MODFBMDATA, contient l'information relative au modérateur. Cette information sera utilisée à l'étape du calcul en diffusion pour représenter le réflecteur entourant le réacteur.

Tableau 5.1 Isotopes à extraire dans FBM

Le mélange homogénéisés	Identification dans CPO
Le combustible	FPC
Le caloporteur	CWAT
Le modérateur	MWAT
Le bore	BMOD
Le xénon	XE135
Le samarium	SM149
Le neptunium	NP239

#### 5.4 Présentation du modèle de calcul DONJON

L'objectif des calculs de coeur présentés dans cette thèse est d'étudier efficacement les performances neutroniques d'un modèle de réacteur CANDU-SCWR alternatif au modèle de réacteur standard (cartésien à 336 canaux de combustible). Les fortes variations des propriétés physiques de l'eau du caloporteur le long du canal et l'utilisation du combustible à thorium ont rendu nécessaire l'utilisation d'une base de données réacteur multi paramétrée, car la précision d'un modèle de coeur est directement liée à celle des calculs antérieurs de transport (St-Aubin, 2014). Le modèle feedback a été mis à jour pour simuler adéquatement le coeur CANDU-SCWR. L'accent est mis sur la simulation des effets de puissance sur les sections efficaces macroscopiques de la cellule, mais également sur l'effet des manœuvres de puissances dues aux rechargements par lots à l'arrêt du réacteur.

Le code de calcul de coeur DONJON est programmé et validé pour la simulation complète des réacteurs CANDU. L'utilisation de DONJON pour la simulation d'autres types de réacteurs (SLOWPOKE et REP) a été démontré à travers plusieurs travaux de recherche, citons Bejaoui (2012), Guillemain (2009) et Raouafi (2012). La procédure de calcul de flux neutronique et de la carte de puissance est standard pour tout type de réacteur. Les étapes de cette procédure sont résumées dans les sections suivantes.

### 5.4.1 Définition de la géométrie du coeur

DONJON permet de simuler des géométries cartésiennes, hexagonales, sphériques en 1D, 2D et 3D. Le module **GEOD** permet de créer ou de modifier la géométrie du coeur étudié GEOM en définissant les conditions aux frontières, les indices des matériaux et les données géométriques.

Dans le cas du coeur en géométrie hexagonale en 3D le mot clé **HEXZ** est utilisé pour définir le nombre d'hexagones total et le nombre de plans axiaux. Les indices des matériaux utilisés sont attribués en commençant par la couronne du centre du coeur. Quatorze couronnes sont utilisées pour distribuer les 547 cellules (combustible et réflecteur radial) formant le modèle de coeur dans DONJON. Ces cellules hexagonales (de côté égal à  $15.51\text{cm}$ ) sont réparties de la manière suivante : 1 cellule d'eau au centre du coeur, 336 cellules pour représenter les canaux de combustible (incluant le modérateur), 138 cellules de réflecteur radial et 72 cellules fictives (indice 0). Le coeur est discrétisé axialement en 14 plans : deux plans pour les réflecteurs axiaux inférieur et supérieur (voir figure 5.5) et 12 plans pour le canal du combustible (voir figure 5.6). Notons que ces deux figures sont générées avec le module **PSP** de DRAGON. Chaque niveau du combustible est caractérisé par des paramètres thermohydrauliques locaux précis. Des conditions aux frontières de vide sont appliquées à cette géométrie avec l'option **HBC COMPLETE VOID**.

Dans le cas du coeur en géométrie cartésienne en 3D le mot clé **CAR3D** permet de définir le nombre de régions dans les directions x, y et z. Le modèle cartésien étudié dans ce projet est divisé en  $24 \times 24 \times 14$  régions dans les directions respectives x, y et z. Les conditions aux frontières de vide sont définies avec les mots clés **X- VOID X+ VOID Y- VOID Y+ VOID Z- VOID Z+ VOID**

Dans les deux cas, le module **USPLIT** de DONJON est utilisé pour analyser les deux géométries. Il génère une structure **INDEX** contenant les informations (volumes et index) des mélanges du coeur.

### 5.4.2 Attribution des propriétés nucléaires aux différentes cellules du réacteur et au réflecteur

Le module **INIRES** de DONJON est un complément du module **GEOD**, il permet de définir les propriétés du combustible associé à la géométrie GEOM en ajoutant le nombre de canaux de combustible, le nombre et la masse des grappes, les taux de combustions initiaux. Il permet entre autres d'identifier les canaux de combustible. Dans le cas de la géométrie cartésienne, ces canaux sont identifiés par des nombres variant entre 01 et 20 et des lettres le long des axes

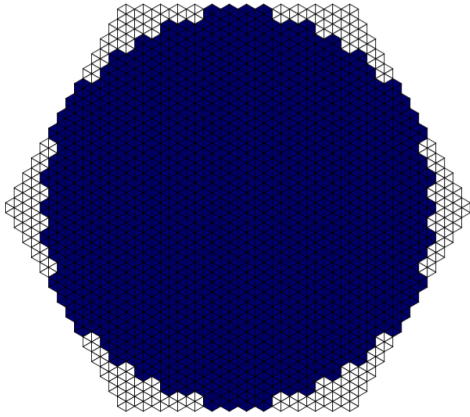


Figure 5.5 Plan du réflecteur axial

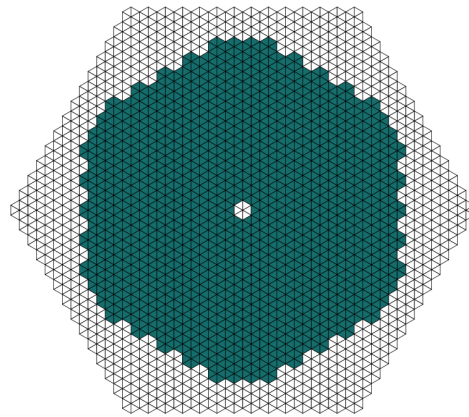


Figure 5.6 Plan du combustible sans réflecteur radial

X et Y, respectivement. Dans le cas de la géométrie hexagonale, une petite modification a été apportée au module **INIRES** pour permettre d'identifier les canaux de combustible par le nom de la couronne et le numéro d'hexagone dans la même couronne (voir annexe B). **INIRES** génère une structure appelée **MAP** contenant les données nucléaires relatives au combustible.

### 5.4.3 Interpolation des bases de données

Les deux types de bases de données utilisées dans ce projet sont les **CPO** et les **FBM**. Le module **AFM** utilise la base de données **FBM** pour associer à chaque type de mélange (combustible et réflecteur) des sections efficaces  $\Sigma$  relatives aux paramètres locaux de la grappe (ou de la région) étudiée. Les options suivantes peuvent être utilisées :

- **FIXP** pour fixer la puissance d'interpolation des  $\Sigma$
- **RDCL** pour définir la densité du caloporteur d'interpolation des  $\Sigma$
- **TFUEL** pour définir la température du combustible d'interpolation des  $\Sigma$
- **TCOOL** pour définir la température du caloporteur d'interpolation des  $\Sigma$
- **TMOD** pour définir la température du modérateur d'interpolation des  $\Sigma$
- **RDMD** pour définir la densité du modérateur d'interpolation des  $\Sigma$
- **BURN** pour définir le taux de combustion d'interpolation des  $\Sigma$
- **BORON** pour définir la densité du bore naturel dans le modérateur

Les modules **XSCONS** et **CRE** utilisent la base de données de type **CPO** pour interpoler les sections efficaces en fonction du taux de combustion.

#### 5.4.4 Résolution de l'équation de diffusion

La procédure standard de calcul de flux dans DONJON commence par l'appel du module TRIVAA pour le calcul de la matrice du système propre à la méthode des différences finies centrées. Les modules FLUD et FLXAXC sont ensuite appelés pour calculer la distribution de flux dans le coeur. Les puissances de canal sont calculées par le module POWER. Elles sont normalisées par rapport à la puissance totale de fission fixée par le mot clé POWER.

#### 5.4.5 Évolution du combustible

Le module REFUEL de DONJON est l'équivalent du module EVO de DRAGON. Il permet d'incrémenter les taux de combustion des régions de combustible au cours du temps à puissance constante (option FOLLOW TIME). Il permet aussi de gérer le rechargement du combustible avec les options SHUFF CHAN et REFUEL CHAN.

## CHAPITRE 6    ADAPTATION DU MODÈLE FBM POUR LA SIMULATION DES RÉACTEURS CANDU-SCWR

Ce chapitre se divise en deux grandes parties. La première introduit le modèle Feedback (FBM) implémenté dans les codes DRAGON et DONJON pour la simulation des réacteurs CANDU. La deuxième présente les différentes modifications réalisées pour l'adapter aux réacteurs à thorium, en particulier les réacteurs à eau supercritique CANDU-SCWR.

### 6.1 Le modèle FBM

La détermination de la distribution de puissance d'un réacteur de type CANDU requiert la maîtrise des paramètres locaux associés au combustible, au caloporteur et au modérateur de chaque cellule. Le modèle FBM permet de prédire les sections efficaces macroscopiques à la suite de perturbations de ces paramètres, lesquels sont choisis de la façon suivante :

- le combustible est contrôlé par la température  $T^f$ , la densité  $N^p$  du plutonium (isotope fissile secondaire du combustible), le niveau de puissance  $P$  et les concentrations des poisons consommables, à savoir le xénon, le neptunium et le samarium caractérisés par les concentrations  $N^x$ ,  $N^n$  et  $N^s$ , respectivement.
- le caloporteur est contrôlé par sa température  $T^c$  et sa densité  $N^c$ .
- le modérateur est contrôlé par sa température  $T^m$ , sa densité  $N^m$ , sa pureté  $p$  et la concentration du bore  $N^b$  qui s'y retrouve.

Le principe de ce modèle est de créer une base de données FBM qui inclue à la fois les paramètres neutroniques de la cellule relativement à son fonctionnement nominal dans le réacteur (comme, les sections efficaces microscopiques et macroscopiques, les coefficients de diffusion, le flux neutronique et les densités isotopiques) et des coefficients  $\alpha$ , appelés coefficients de feedback. Ces derniers permettent de prédire les sections efficaces macroscopiques de la cellule à l'étape de calcul de coeur (Sissaoui et Marleau, 1995).

#### 6.1.1 Évaluation de la variation de la section efficace macroscopique

Le modèle FBM évalue la section efficace macroscopique  $\Sigma_{y,g}$ , de type  $y$  et pour le groupe d'énergie  $g$ , due à la perturbation d'un paramètre  $S$  donné, de la façon suivante :

$$\Sigma_{y,g}(S) = \Sigma_{y,g} + \Delta\Sigma_{y,g}(S) \tag{6.1}$$

avec  $\Sigma_{yg}$  la section efficace de référence et  $\Delta\Sigma$  la variation de  $\Sigma_{y,g}$  par rapport à cette valeur de référence et exprimée comme suit :

$$\Delta\Sigma_{y,g}(S) = \sum_i N^i \Delta\sigma_{y,g}^i(S) + \sum_i \sigma_{y,g}^i \Delta N^i(S) + \sum_i \Delta\sigma_{y,g}^i \Delta N^i(S) \quad (6.2)$$

tel que  $\sigma_{y,g}^i$  et  $N^i$  sont respectivement la section efficace microscopique de type  $y$  et pour le groupe d'énergie  $g$  et la densité isotopique équivalente de l'isotope  $i$ . Ce dernier peut être le bore, le xénon, le samarium, le neptunium, le caloporteur, le modérateur ou l'isotope fissile associé au combustible. Le modèle FBM approxime seulement la variation de la section efficace microscopique et évalue directement la variation de la section efficace macroscopique par l'intermédiaire de l'équation 6.2. De simples considérations physiques permettent d'établir un ensemble de lois de variation reliant l'effet d'une perturbation du paramètre  $S$  sur  $\sigma_{y,g}^i$  par l'introduction des coefficients de feedback.

### 6.1.2 Évaluation de la variation de la section efficace microscopique

La variation de la section efficace microscopique est exprimée dans FBM comme suit :

$$\Delta\sigma_{y,g}^i(S) = \sum_{j=1}^J \alpha_{y,g,j}^i \Delta(\Omega_j(S)) \quad (6.3)$$

avec :

$$\Delta(\Omega_j(S)) = \Omega_j(S) - \Omega_j(S_0) \quad (6.4)$$

et : —  $\alpha_{y,g,j}^i$  est le coefficient de feedback d'ordre  $j$  ;

- $\Omega_j(S)$  et  $\Omega_j(S_0)$  sont des fonctions analytiques d'ordre  $j$  traduisant la dépendance de  $\sigma_{y,g}^i$  au paramètre  $S$ . Par exemple, la section efficace microscopique est liée à la perturbation de la température du combustible  $T^f$  par l'effet Doppler via l'équation suivante :

$$\Delta\sigma_{y,g}^i(S) = \Delta\sigma_{y,g}^i(T^f) = \alpha_{y,g,1}^i \Delta(\sqrt{T^f}) + \alpha_{y,g,2}^i \Delta(T^f) \quad (6.5)$$

avec  $\alpha_{y,g,1}^i$  et  $\alpha_{y,g,2}^i$ , respectivement, les coefficients de feedback d'ordre 1 et d'ordre 2.



L'étude de tous les paramètres locaux cités ci-dessus mène à l'équation de variation de  $\sigma_{y,g}$  et de  $\Sigma_{y,g}$  :

$$\begin{aligned}
\Delta\sigma_{y,g}^i = & \alpha_{y,g,1}^i \Delta(N^b) + \alpha_{y,g,1}^i \Delta(N^x) + \alpha_{y,g,1}^i \Delta(N^s) + \alpha_{y,g,1}^i \Delta(N^n) \\
& + \alpha_{y,g,1}^i \Delta(N^p) + \alpha_{y,g,2}^i \Delta(N^{p2}) \\
& + \alpha_{y,g,1}^i \Delta(N^c) + \alpha_{y,g,2}^i \Delta(N^{c2}) \\
& + \alpha_{y,g,1}^i \Delta(\ln N^m) + \alpha_{y,g,2}^i \Delta(1/N^m) \\
& + \alpha_{y,g,1}^i \Delta(\sqrt{T^f}) + \alpha_{y,g,2}^i \Delta(T^f) \\
& + \alpha_{y,g,1}^i \Delta(\ln T^c) + \alpha_{y,g,2}^i \Delta(1/T^c) \\
& + \alpha_{y,g,1}^i \Delta(\ln T^m) + \alpha_{y,g,2}^i \Delta(1/T^m) \\
& + \alpha_{y,g,1}^i \Delta(\sqrt{T^f}) \Delta(N^c) \\
& + \alpha_{y,g,2}^i \Delta(\ln T^c) \Delta(N^c)
\end{aligned} \tag{6.6}$$

et

$$\begin{aligned}
\Delta\Sigma_{y,g}(S) = & \sigma_{y,g}^N \Delta(N) + \sum_{j=1}^2 (\alpha_{y,g,j} \Delta(\Omega_j(S)) + \Delta(\Omega_j^T(S)) \alpha_{y,g,j} \Delta(\Omega_j(S))) \\
& + \Delta(N^T) \alpha_{y,g,j}^N \Delta(\Omega_j(S)) \\
& + \sum_i [\Delta N^i \Delta(\Omega_j^T(S)) \times \alpha_{y,g,j}^i \Delta(\Omega_j(S))]
\end{aligned} \tag{6.7}$$

tel que :

$$\begin{aligned}
\Omega_1(S) = & (N^b, N^x, N^s, N^n, N^p, N^c, \ln N^m, \sqrt{T^f}, \ln T^c, \ln T^m) \\
\Omega_2(S) = & (0, 0, 0, 0, N^{p2}, N^{c2}, 1/N^m, T^f, 1/T^c, 1/T^m)
\end{aligned}$$

### 6.1.3 Évaluation des concentrations isotopiques

La détermination de la variation de la section efficace macroscopique requiert l'évaluation de la concentration isotopique (voir l'équation 6.7). Le modèle FBM utilise deux méthodes différentes de calcul de  $N^i$  qui dépendent de l'isotope  $i$  traité :

- Pour le bore, le caloporteur et le modérateur, les coefficients de feedback relatifs à la perturbation de chacun de ces isotopes sont utilisés pour interpoler les sections efficaces à des densités imposées dans DONJON.
- Pour l'isotope fissile  $^{239}\text{Pu}$ , une relation mathématique reliant sa variation de concentration  $\Delta N^p$  au niveau de puissance de la grappe est établie. Ainsi, pour un burnup

$B$  donné, on a :

- pour des niveaux de puissance plus élevés que le niveau de puissance de référence  $\Delta N^p$  s'écrit comme suit :

$$\Delta N^p(B) = \Delta N^{239Pu}(B) = \alpha_{H11,P} \Delta(\ln P_H) + \alpha_{H12,P} \Delta(1/P_H) \quad (6.8)$$

- et pour des niveaux de puissance plus faibles que le niveau de puissance de référence  $\Delta N^p$  s'écrit comme suit :

$$\Delta N^p(B) = \Delta N^{239Pu}(B) = \alpha_{H21,P} \Delta(P_H) + \alpha_{H22,P} \Delta(P_H^2) \quad (6.9)$$

avec  $\alpha_{H11,P}$  et  $\alpha_{H12,P}$  (ou  $\alpha_{H21,P}$  et  $\alpha_{H22,P}$ ) les coefficients historiques du  $^{239}Pu$  du premier et du deuxième ordre tabulés en fonction du burnup  $B$  des niveaux de puissance inférieurs ou supérieurs

- Pour les concentrations du xénon, neptunium et samarium, FBM utilise le même principe utilisé pour l'isotope fissile principal. Ainsi, pour chacun de ces trois isotopes,  $\Delta N^i$  est déterminée de la façon suivante :

- pour des niveaux de puissance plus élevés que le niveau de puissance de référence  $\Delta N^i$  s'écrit comme suit :

$$\Delta N^i(B) = \alpha_{H11,i,P} \Delta(\ln P_H) + \alpha_{H12,i,P} \Delta(1/P_H) \quad (6.10)$$

- et pour des niveaux de puissance plus faibles que le niveau de puissance de référence  $\Delta N^i$  s'écrit comme suit :

$$\Delta N^i(B) = \alpha_{H21,i,P} \Delta(P_H) + \alpha_{H22,i,P} \Delta(P_H^2) \quad (6.11)$$

avec  $i = \{x, n, s\}$  et  $\alpha_{H11,i,P}$  et  $\alpha_{H12,i,P}$  (ou  $\alpha_{H21,i,P}$  et  $\alpha_{H22,i,P}$ ) les coefficients historiques de l'isotope  $i$  du premier et du deuxième ordre tabulés en fonction du burnup  $B$  des niveaux de puissances inférieurs (ou supérieurs).

#### 6.1.4 Création de la base de données FBM pour CANDU-6

La création de la base de données FBM requiert, en plus du calcul de référence, quatorze calculs de cellule en transport et en évolution relatifs aux calculs de perturbations des températures et des concentrations isotopiques (effet individuel), deux calculs pour les effets mixtes ( $N^c$  faible et  $T^f$  élevée ou  $N^c$  faible et  $T^c$  élevée) et cinq derniers calculs pour simuler l'effet de puissance (effet d'historique). La base de données, créée selon le tableau 6.1, contient les

paramètres de la cellule relatifs au fonctionnement nominal de la cellule. De plus, elle contient les coefficients de feedback associés aux perturbations des paramètres locaux. Ces données sont tabulées pour des valeurs de burnup précises et elles sont interpolées dans DONJON avec l'interpolation de Lagrange pour toutes les valeurs de burnup intermédiaires.

Tableau 6.1 Paramètres pour la création de la base de données FBM pour CANDU-6

Paramètres	Valeur de référence	Valeur de perturbation
Puissance $P$ (kW)	615.0	100.0, 307.5, 878.6
Température du combustible $T^f$ (K)	941.3	541.3, 1241.3
Température du modérateur $T^m$ (K)	345.7	295.7, 375.7
Température du caloporteur $T^c$ (K)	560.7	300.7, 660.7
Densité du caloporteur $N^c$ ( $g/cm^3$ )	0.812	0.081, 0.487
Densité du modérateur $N^m$ ( $g/cm^3$ )	1.0823	0.866, 1.105
Densité du bore $N^b$ (ppm)	0.0	10.0
Pureté du modérateur (%)	99.833	98.5

## 6.2 Adaptation du modèle FBM pour la cellule CANDU-SCWR

Le modèle FBM a été implanté dans DRAGON et DONJON en se basant sur des interpolations mathématiques, mais surtout sur l'aspect physique de la cellule CANDU-6. L'application de FBM pour la simulation des réacteurs de type SCWR doit commencer par des vérifications et des modifications de ces équations mathématiques pour prendre en considération les différences majeures entre les deux types de réacteurs, à savoir : le combustible, le caloporteur et le type de rechargement du coeur.

### 6.2.1 Sélection des paramètres locaux pour la création de la base de données

La densité et la température du combustible agissent sur le comportement du flux neutronique. L'application des équations (6.8) et (6.9) du modèle FBM original pour évaluer la concentration de l'isotope fissile produit (le  $^{239}Pu$ ) en fonction du niveau de puissance de la grappe et du burnup n'est plus valide pour la grappe CANDU-SCWR. Rappelons que pour le combustible à thorium des réacteurs CANDU-SCWR, le  $^{239}Pu$  n'est plus produit au cours de l'irradiation de la grappe, mais il est ajouté au combustible neuf pour démarer le cycle.

De plus, les voies menant à la synthèse de l'isotope fissile produit, l' $^{233}U$  du cycle à thorium, sont différentes de celles du  $^{239}Pu$  dans le combustible à uranium naturel. Si la première décroissance est, pour les deux combustibles, très rapide (de l'ordre d'une vingtaine de minutes), en revanche la deuxième est plus longue pour les deux combustibles, et environ dix

fois plus longue pour la synthèse de l' $^{233}\text{U}$  que pour la synthèse du  $^{239}\text{Pu}$ . La décroissance du  $^{239}\text{Np}$  a une période de 2.3 jours alors que celle du  $^{233}\text{Pa}$  est de 27 jours. En outre, des problèmes reliés à la sûreté que peut produire la longévité de ce noyau précurseur d' $^{233}\text{U}$  en réacteur, des problèmes lors de la génération des bases de données seulement en fonction du burnup peuvent survenir. Pour expliquer ceci, nous allons présenter les équations d'évolution simplifiées associées à la chaîne du  $^{232}\text{Th}$  :

$$\frac{dN_{232\text{Th}}}{dt} = -\sigma_a^{\text{Th}} N_{232\text{Th}} \phi \quad (6.12)$$

$$\frac{dN_{233\text{Pa}}}{dt} = \sigma_a^{\text{Th}} N_{232\text{Th}} \phi - \lambda_\beta N_{233\text{Pa}} - \sigma_a^{\text{Pa}} N_{233\text{Pa}} \phi \quad (6.13)$$

$$\frac{dN_{233\text{U}}}{dt} = \lambda_\beta N_{233\text{Pa}} - \sigma_a^{\text{U}} N_{233\text{U}} \phi \quad (6.14)$$

où,  $N_X$  le nombre de noyaux de l'isotope  $X$ ,  $\sigma_a$  la section efficace microscopique d'absorption,  $\lambda_\beta$  la constante de désintégration,  $\phi$  le flux neutronique et  $t$  le temps d'irradiation. La constante radioactive équivalente du  $^{233}\text{Pa}$  est la somme de  $\lambda_\beta$  et de  $\sigma_a^{\text{Pa}} \phi$ . À basses puissances, la composante  $\lambda_\beta$  domine sur  $\sigma_a^{\text{Pa}} \phi$ . Au fur et à mesure que la puissance augmente,  $\sigma_a^{\text{Pa}} \phi$  prend de plus en plus d'importance par rapport à  $\lambda_\beta$ . Les concentrations isotopiques du  $^{233}\text{Pa}$  et de l' $^{233}\text{U}$  dépendent du niveau de puissance. Elles ont été choisies comme des paramètres locaux de la grappe CANDU-SCWR au lieu de leurs analogues dans le combustible à base d'uranium naturel, le  $^{239}\text{Np}$  et le  $^{239}\text{Pu}$ . Ces deux isotopes avec le xénon traduisent l'effet de variation de la puissance sur la section efficace macroscopique de la cellule. L'effet de puissance sur les isotopes issus de la désintégration du plutonium et au samarium a été négligé comparé à l'effet sur les concentrations du  $^{233}\text{Pa}$ , de l' $^{233}\text{U}$  et du  $^{135}\text{Xe}$  (voir figure 6.1) et à l'effet du burnup.

De même que la cellule CANDU6, les paramètres locaux reliés au caloporteur ( $T^c$ ,  $N^c$ ), au modérateur ( $T^m$ ,  $N^m$ ,  $p$  et  $N^b$ ) ainsi qu'à la température du combustible  $T^f$  ont été considérés lors de la génération de la base de données de la cellule CANDU-SCWR. Précisons que l'isotope relatif au caloporteur est associé au caloporteur qui entoure les crayons de combustible. La densité et la température de l'eau légère du tube central étant à peu près constante le long du canal (Pencer *et al.*, 2012).

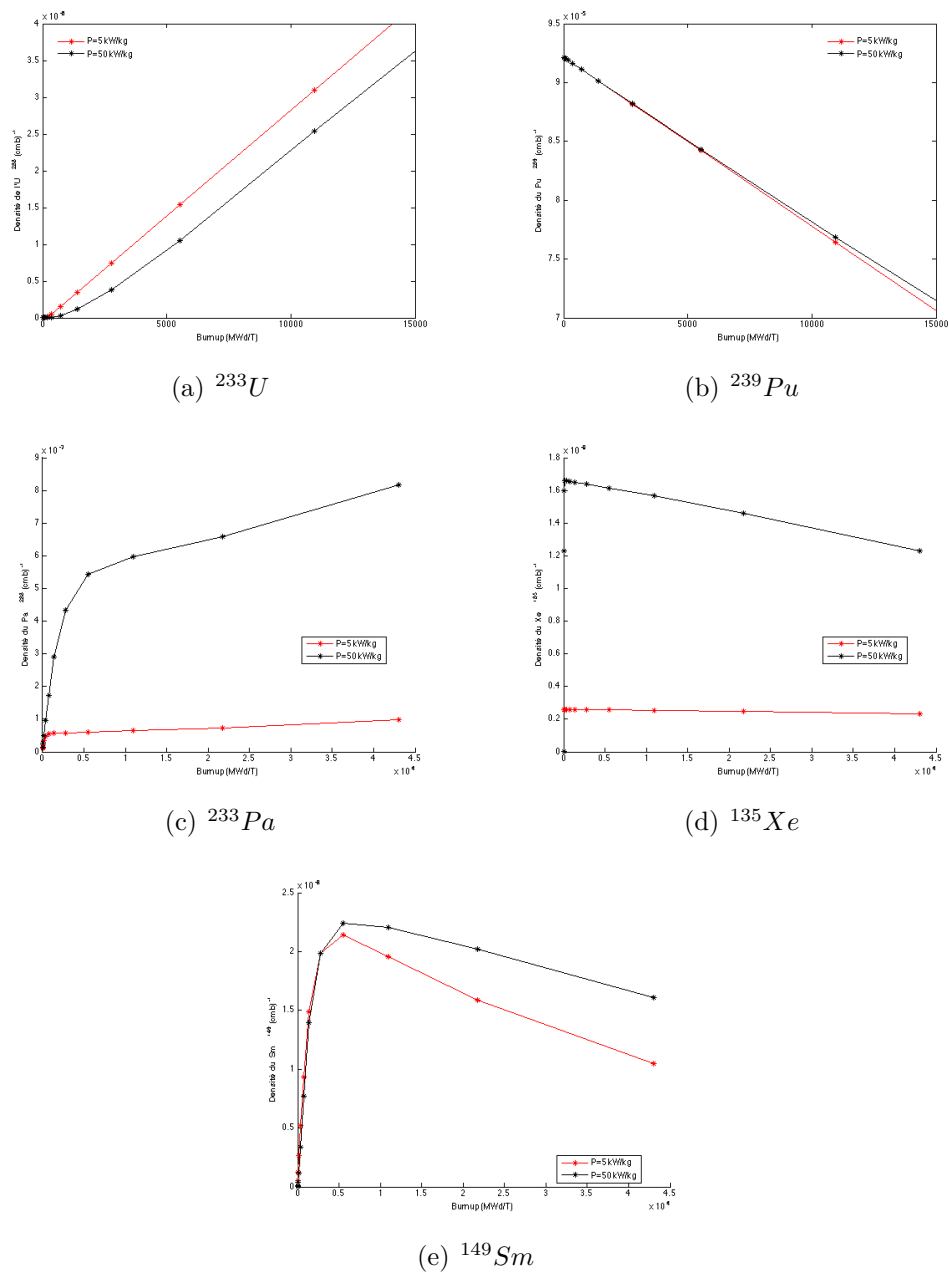


Figure 6.1 Effet de puissance sur les densités isotopiques

### 6.2.2 Traitement de l'effet de puissance

Pour traiter l'effet de puissance sur la base de données réacteur CANDU, Sissaoui et Marleau (1995) supposent que les variations de la section efficace macroscopique sont associées aux variations des concentrations du  $^{239}\text{Pu}$  ( $N^p$ ) et des produits de fission qui lui sont associés par rapport à leurs concentrations de référence. Le calcul de  $\Delta N^p$  se fait suivant les équations (6.8)

et (6.9). Ces équations sont dérivées de la chaîne de décroissance du combustible à l'uranium naturel.

Pour traiter l'effet de puissance sur la base de données réacteur CANDU-SCWR, plusieurs travaux de recherche ont été menés pour statuer sur une méthode de calcul simple et efficace qui permet de simuler cet effet tout au long de l'exploitation du réacteur. La méthode choisie évalue la concentration de l'isotope fissile produit, l' $^{233}\text{U}$ , au niveau de l'étape de calcul de coeur par DONJON. Elle consiste à résoudre les équations d'évolution isotopique de la chaîne du  $^{232}\text{Th}$ , données par les équations (6.12), (6.13) et (6.14), en utilisant la puissance de la grappe calculée en diffusion (ou du niveau de flux) et du temps d'évolution (déterminé par le taux de combustion de la grappe). Le principe de la méthode s'approche de celui de la méthode de calcul des concentrations isotopiques du module EV0 de DRAGON. La puissance de grappe  $P_g$  est supposée constante entre deux pas de temps de calcul. L'incrément de temps  $\Delta t$  est choisi de façon à respecter cette hypothèse ( $\Delta t = t_f - t_i = 1$  jour).

La nouvelle procédure AFMFPC, ajoutée au module AFM, utilise les équations (6.15), (6.16) et (6.17) pour évaluer les concentrations isotopiques finales de chaque grappe. Les équations (6.8) et (6.9) ne sont plus utilisées pour créer la base de données du réacteur CANDU-SCWR.

$$N_f^{Th} = N_i^{Th} \exp(-\lambda_1 \Delta t) \quad (6.15)$$

$$\begin{aligned} N_f^{Pa} &= N_i^{Pa} \exp(-\lambda_2 \Delta t) \\ &+ A [\exp(-\lambda_1 \Delta t) - \exp(-\lambda_2 \Delta t)] \end{aligned} \quad (6.16)$$

$$\begin{aligned} N_f^U &= N_i^U \exp(-\lambda_3 \Delta t) \\ &+ B [\exp(-\lambda_2 \Delta t) - \exp(-\lambda_3 \Delta t)] \\ &+ A \cdot C [\exp(-\lambda_1 \Delta t) - \exp(-\lambda_3 \Delta t)] \\ &+ A \cdot D [\exp(-\lambda_2 \Delta t) - \exp(-\lambda_3 \Delta t)] \end{aligned} \quad (6.17)$$

avec :

$$\begin{aligned} \lambda_1 &= \sigma_a^{Th} \phi \\ \lambda_2 &= \sigma_a^{Pa} \phi + \lambda_\beta \\ \lambda_3 &= \sigma_a^U \phi \\ A &= N_i^{Th} \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} \\ B &= N_i^{Pa} \frac{\lambda_\beta}{\lambda_3 - \lambda_2} \end{aligned}$$

$$C = \frac{\lambda_\beta}{\lambda_3 - \lambda_1}$$

$$D = \frac{B}{N_i^{Pa}}$$

Cette procédure prend en entrée les paramètres suivants :

- l'incrément de temps  $\Delta t$
- le flux  $\phi$  enregistré au préalable dans la *MAP* initiale
- les sections efficaces microscopiques d'absorption  $\sigma_a^{Th}$ ,  $\sigma_a^{Pa}$  et  $\sigma_a^U$  interpolées au burnup de la grappe  $B$
- et les concentrations initiales  $N_i^{Th}$ ,  $N_i^{Pa}$  et  $N_i^U$ . Ces concentrations sont enregistrées dans la bibliothèque de sections efficaces *MACRO<sub>i</sub>* générées au préalable par le module **AFM**. Elles sont nulles pour  $t_i = 0$  jour.

Les avantages de cette méthode de calcul sont les suivants :

- Les effets de la variation de la concentration de l'uranium  $^{233}U$  et du protactinium  $^{233}Pa$  sont déterminés simultanément.
- Le nombre de calculs de transport à réaliser pour la création de la base de données FBM est réduit. Le calcul en transport relatif à l'évolution de la cellule pour la puissance intermédiaire est éliminé. Trois valeurs de puissance (la valeur de référence et les deux valeurs de perturbation) suffisent pour calculer les coefficients de feedback de l'isotope fissile principal de l'équation (6.6).
- La connaissance des concentrations isotopiques finales facilite l'évaluation des sections efficaces macroscopiques au redémarrage du réacteur.

L'inconvénient provient du besoin du stockage des concentrations isotopiques finales pour chaque pas d'évolution du combustible.

La perturbation du niveau de puissance de la cellule agit sur la quantité du xénon produite. Le modèle FBM offre trois options pour calculer la déviation de  $N^x$  par rapport à la valeur de référence. La première est l'option **DRAH** qui utilise l'équation (6.10) et les coefficients historiques du xénon tabulés en fonction du burnup dans la base de données FBM pour évaluer la concentration  $N^x$  à la puissance de grappe. La deuxième est l'option **XEEQ** qui utilise la concentration à l'équilibre.  $N^{x,eq}$

$$N^{x,eq} = \frac{(\gamma_X + \gamma_I)\Sigma_f\phi}{\lambda_X + \sigma_a^X\phi} \quad (6.18)$$

tel que :  $\gamma_X$  et  $\gamma_I$  sont les rendements de fission du xénon et de l'iode, respectivement. Notons que ces rendements dépendent de l'isotope fissile. Le tableau 6.2 présente les valeurs des rendements de fission utilisés dans la chaîne d'évolution implémentée dans le module **LIB** de **DRAGON**.  $\lambda_X$  est la constante de désintégration du xénon,  $\Sigma_f$  est la section efficace

macroscopique de fission et  $\sigma_a^X$  est la section efficace microscopique d'absorption du xénon. La troisième est l'option XEREF qui utilise la concentration du xénon de référence tabulée en burnup.

Avec ces trois options, FBM évalue la déviation de la section efficace de la grappe à l'instant  $t_f$  sans prendre en considération les transitoires que peut avoir cet isotope pendant l'incrément de temps  $\Delta t$ . Dans ce projet, nous n'avons pas procédé à la correction des transitoires du xénon vu que la constante de demi-vie du xénon est de l'ordre de 9 heures alors que l'évolution du combustible dans DONJON se fait généralement pour des intervalles de temps de l'ordre de  $\Delta t = 1 \text{ jour}$ . La concentration du xénon utilisée pour nos calculs FBM dans DONJON est donnée par l'équation (6.18) avec  $\gamma_X$  et  $\gamma_I$  les rendements de fission de l' $^{233}\text{U}$ . Remarquons que le terme  $(\gamma_X + \gamma_I)$  de l'équation (6.18) est équivalent pour l' $^{233}\text{U}$ , l' $^{235}\text{U}$  et le  $^{239}\text{Pu}$  (une différence maximale d'environ 15%, voir tableau 6.2)

Tableau 6.2 Rendements de fission

Isotope fissile	$\gamma_I$	$\gamma_X$
$^{233}\text{U}$	0.0503	0.0122
$^{235}\text{U}$	0.0628	0.0025
$^{239}\text{Pu}$	0.0107	0.0628

### 6.3 Prise en compte du rechargement à l'arrêt du réacteur

Lors de l'exploitation du réacteur SCWR, une grappe de combustible pourra être déplacée d'une position à une autre lors des rechargements du coeur tout en passant par des transitoires de puissance très importantes. Par exemple, elle peut avoir une puissance initiale qui au cours du temps de combustion augmentera jusqu'au premier rechargement, où elle passera par un autre saut de puissance. Cette variation pourra se répéter pour les deux autres cycles avec des puissances initiales différentes. Pour identifier l'effet que peuvent introduire le délai entre l'arrêt et la remise en marche du réacteur et les transitoires de puissances sur les bases de données de la cellule, les variations du facteur de multiplication infini  $k_\infty$  et des concentrations isotopiques vis-à-vis ces variations de puissances ont été étudiées par DRAGON. Le combustible de la cellule (correspondant à la grappe présentée à la figure 4.7) a été évolué à une puissance constante  $P = P_{ref}$  sur une période totale de 350 jours suivis d'un arrêt du réacteur simulé dans le module EVO par l'option POWR 0.0. Cette option revient à supposer que le combustible continu son évolution en dehors du coeur du réacteur où les sources de neutrons sont nulles. La réaction en chaîne est interrompue et les termes dans l'équation de transport qui font appel aux flux neutroniques sont nuls. Les calculs de cellule DRAGON



durant la période d'arrêt simulée (environ 40 jours) se font avec les équations isotopiques suivantes :

$$N_f^{Th} = N_i^{Th} \quad (6.19)$$

$$N_f^{Pa} = N_i^{Pa} \exp(-\lambda_\beta \Delta t) \quad (6.20)$$

$$N_f^U = N_i^U - N_i^{Pa} (\exp(-\lambda_\beta \Delta t) - 1) \quad (6.21)$$

$$\begin{aligned} N_f^X &= N_i^X \exp(-\lambda_X \Delta t) \\ &+ \frac{\lambda_I}{\lambda_I + \lambda_X} N_i^I (\exp(-\lambda_I \Delta t) - \exp(-\lambda_X \Delta t)) \end{aligned} \quad (6.22)$$

avec  $\lambda_I$  et  $N^I$  la constante de décroissance radioactive et la concentration de l'iode, respectivement.

### 6.3.1 Effet de l'arrêt du réacteur

La figure 6.2(a) présente la variation du facteur de multiplication infini  $k_\infty$  en fonction du temps à la suite d'un arrêt du réacteur et la figure 6.2(b) présente la déviation  $\Delta k_\infty$  évaluée par rapport à l'état d'équilibre

$$\Delta k_\infty(mk) = 1000 \times (k_\infty - k_\infty^{teq}) \quad (6.23)$$

Après environ 6 heures d'arrêt, le facteur de multiplication infini diminue légèrement d'environ 2  $mk$  puis il augmente de 20  $mk$ , 3 jours après. Cette variation est due principalement aux changements dans les concentrations isotopiques du combustible. Dans ce projet, nous nous intéressons aux effets associés au xénon et au protactinium.

Premièrement, la déviation  $\Delta k_\infty = -2$   $mk$  est due au pic du xénon qui résulte de son accumulation par la désintégration radioactive de l'iode, cumulée à l'équilibre (voir figure 6.3(a)). L'évaluation de l'effet en réactivité de ce produit de fission  $\Delta \rho_X$  se calcule à partir du rapport

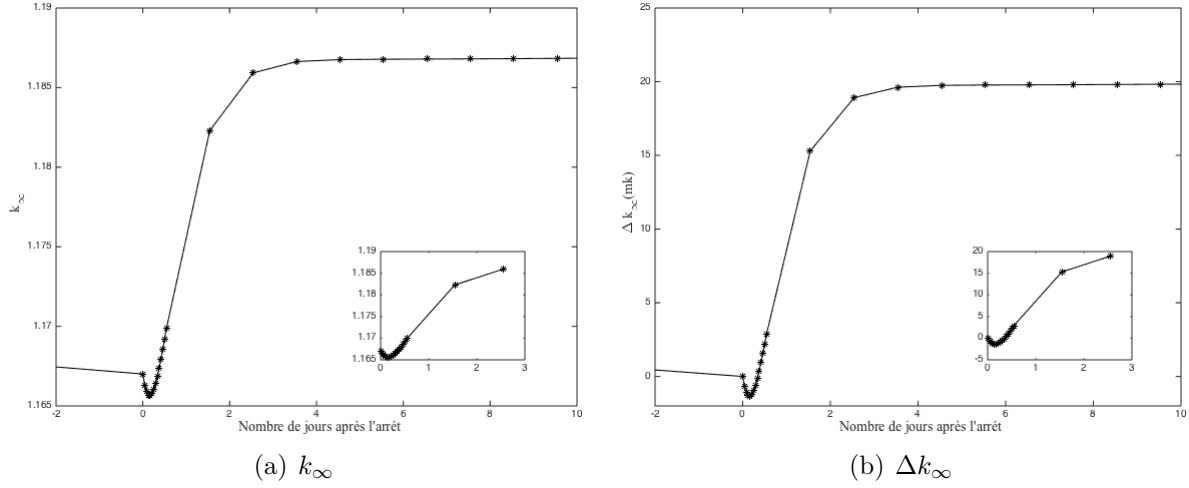


Figure 6.2 Variation du  $k_{\infty}$  et de  $\Delta k_{\infty}$  à la suite d'un arrêt

entre le taux d'absorption local dans le xénon et le taux de production moyen de neutrons dans la cellule (Rozon, 1992)

$$\Delta\rho_X(mk) = 1000 \times \left( -\frac{N_X \times \sigma_X}{2.25 \times \Sigma_f} \right) \quad (6.24)$$

où on suppose que l'effet du xénon se limite à l'absorption des neutrons thermiques. Le facteur 2.25 représente le nombre corrigé de neutrons produits par fission et  $\Sigma_f$  est la section efficace totale de fission. La figure 6.3(b) présente la variation de  $\Delta\rho_X$  de la cellule CANDU-SCWR étudiée. À l'équilibre,  $\Delta\rho_X^{eq}$ , est égal à  $-19$  mk. Cet effet est plus faible que celui obtenu pour la cellule CANDU pour laquelle  $\Delta\rho_X^{eq} = -28$  mk (Rozon, 1992). Cette différence peut s'expliquer par le fait que le flux dans les combustibles thoriés est moins élevé par rapport au flux dans les combustibles à uranium naturel (Veeder, 1978). Six heures après l'arrêt,  $\Delta\rho_X$  augmente légèrement en amplitude à 20 mk puis elle s'annule vers 72 heures d'arrêt simultanément avec la chute de la concentration du xénon (désintégration complète du xénon).

Deuxièmement, mise à part la chute du xénon, la déviation  $\Delta k_{\infty} = 20$  mk s'associe à la désintégration du protactinium (voir figure 6.4(a)). Rappelons que, le protactinium  $^{233}\text{Pa}$  est produit par la capture neutronique du thorium et est éliminé par la décroissance radioactive ( $\lambda_{\beta}$ ) et par la capture neutronique. Par conséquent, à l'arrêt du réacteur, la production du protactinium s'annule et seule sa désintégration radioactive continue pour former l'uranium  $^{233}\text{U}$  (voir figure 6.4(b)). Les équations qui traduisent l'évolution isotopique de ces isotopes durant la période d'arrêt du réacteur sont (6.19), (6.20) et (6.21).

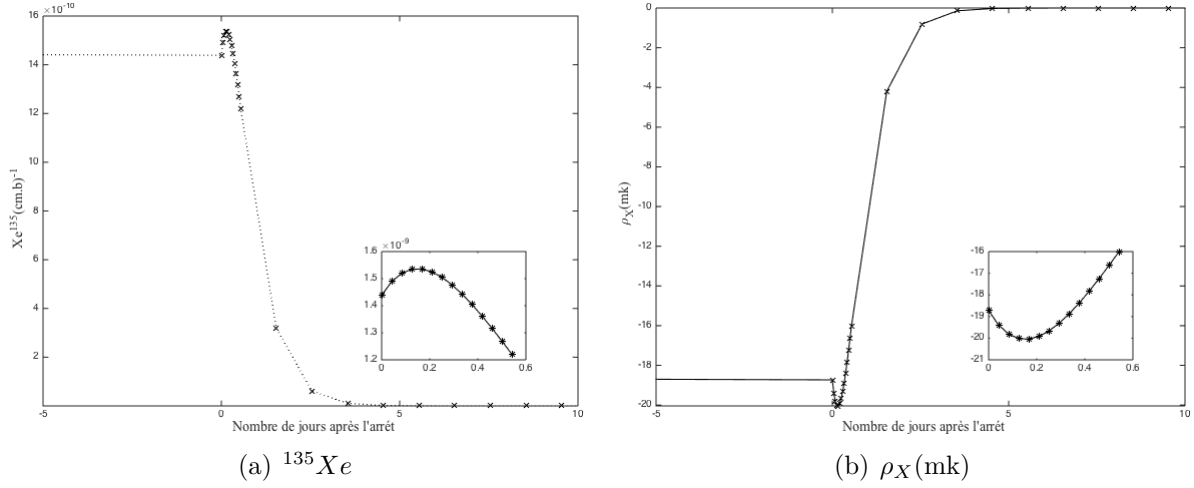


Figure 6.3 Variation de  $N^X$  et de  $\rho_X(\text{mk})$  à la suite d'un arrêt

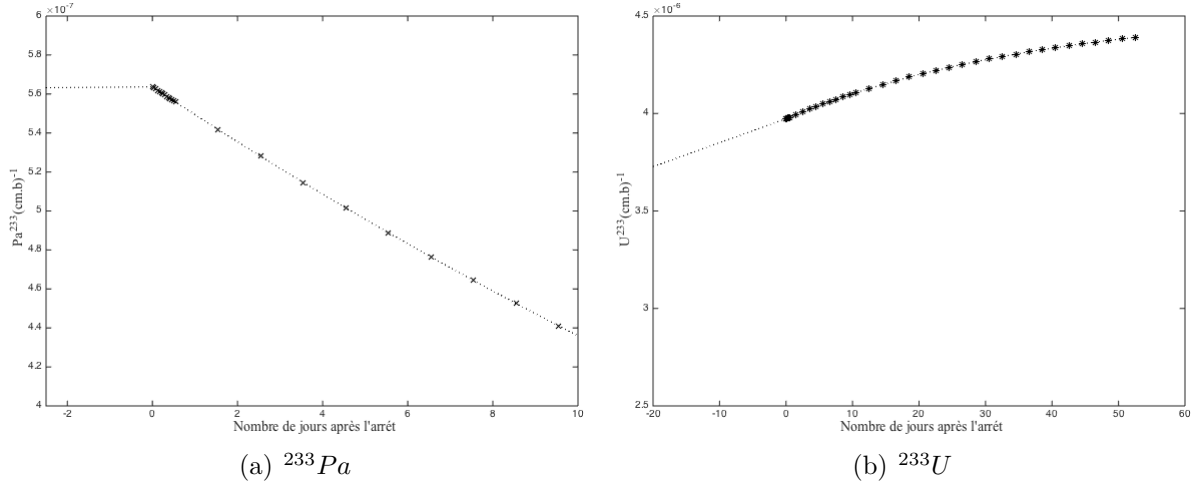


Figure 6.4 Variation  $N^{Pa}$  et de  $N^U$  à la suite d'un arrêt

### 6.3.2 Effet des manoeuvres de puissance

Pour étudier l'effet des manoeuvres de puissance sur le comportement des propriétés neutroniques de la grappe. La cellule étudiée à la section précédente a été remise en marche après 29 jours d'arrêt. Le redémarrage est effectué à  $t_{\text{redémarrage}} = 350 \text{ jours} + 29 \text{ jours} = 379 \text{ jours}$  avec des niveaux de puissance d'évolution différents. Ces niveaux de puissance correspondent aux sauts de puissance que peut subir la grappe SCWR à la suite du rechargement du coeur (exemple de déplacement d'un canal de la partie centrale du coeur (haut niveau de puissance) à la périphérie du coeur (faible niveau de puissance)).

La figure 6.5 illustre l'effet des manoeuvres de puissances sur la variation du  $k_{\infty}$  et de la

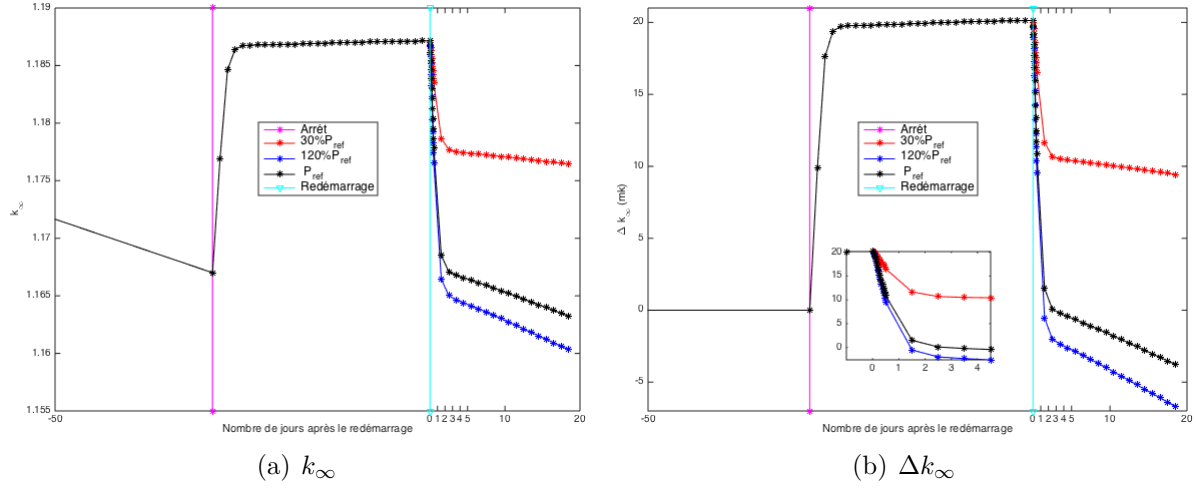


Figure 6.5 Effet des manoeuvres de puissance sur la variation du  $k_\infty$  et de la déviation  $\Delta k_\infty$

déviations  $\Delta k_\infty$  calculée par l'équation (6.23). L'évolution du combustible à des niveaux de puissances différents du niveau de puissance initial  $P_{ref}$  entraîne des déviations  $\Delta k_\infty$  notables. En effet, pour un niveau de puissance correspondant à 30% $P_{ref}$ , la déviation se stabilise à environ 11  $mk$  après 4 jours de remise en marche du réacteur. L'évolution au même niveau de puissance initial, quand à elle, retourne l'état d'équilibre de la grappe après environ 24 heures d'évolution. Ceci est dû aux changements que peuvent avoir les densités isotopiques et les sections efficaces suite au redémarrage du réacteur.

La figure 6.6 présente l'effet des manoeuvres de puissance sur les variations des densités isotopiques du  $^{233}Pa$ , de l' $^{233}U$ , du  $^{135}Xe$ . Au redémarrage, la production du protactinium reprend et elle dépend du niveau de puissance : plus le niveau de puissance est élevé plus la production par capture neutronique du thorium sera importante. De même pour le xénon, au redémarrage, le niveau de puissance influe sur la quantité du xénon produite. Il retourne à sa valeur d'équilibre en environ 2 jours. Notons ici que le pic du xénon n'est pas représenté sur la figure 6.6(c) vu que le pas d'évolution utilisé est de l'ordre de 1 jours.

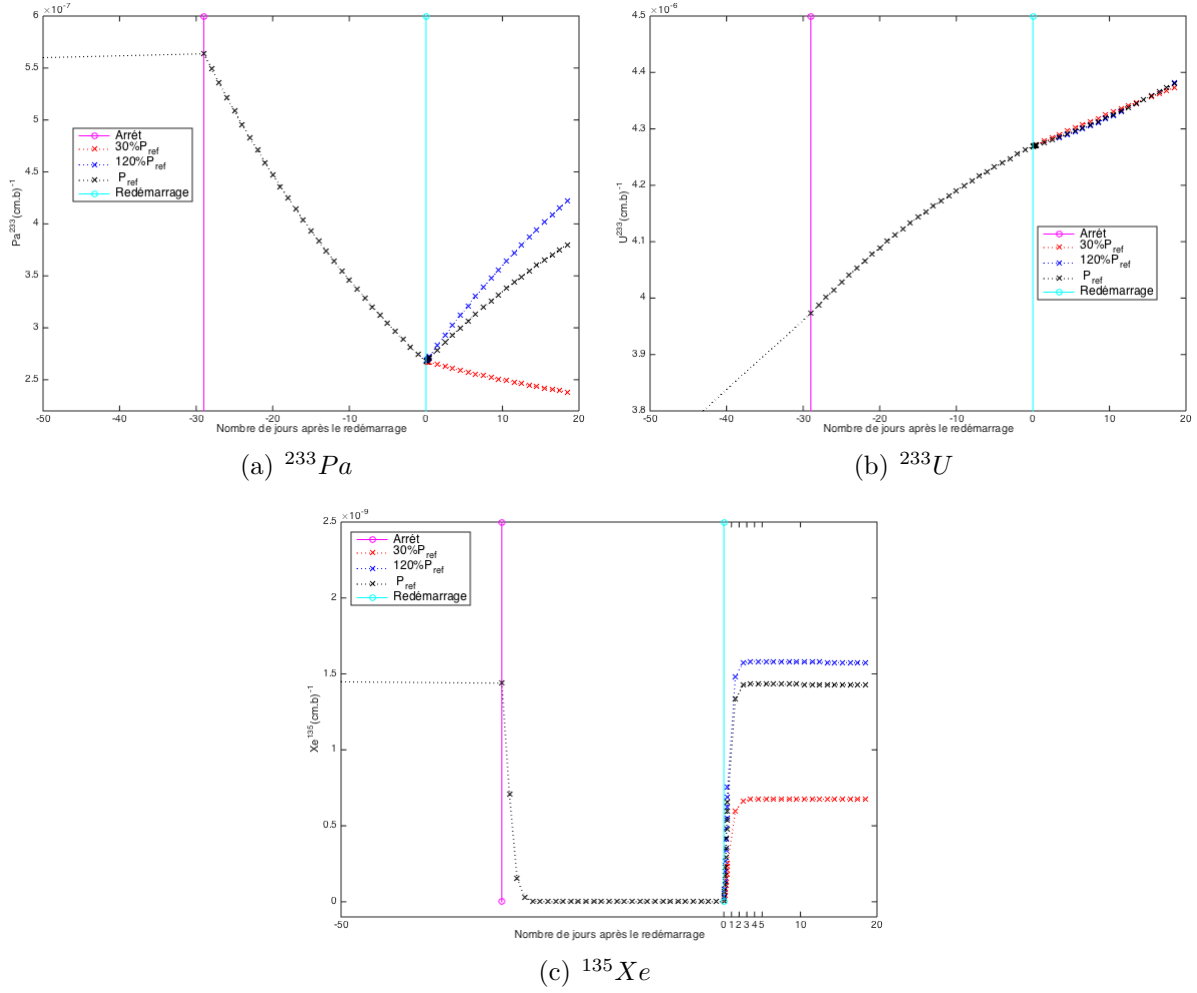


Figure 6.6 Effet de l'arrêt du réacteur et des manoeuvres de puissance sur la variation des densités isotopiques

Pour illustrer l'effet du redémarrage sur les variations des sections efficaces, nous avons choisi de présenter l'effet sur les sections efficaces microscopiques d'absorption de l' $^{233}\text{U}$  et du  $^{233}\text{Pa}$  moyennées à deux groupes d'énergie. La figure 6.7 présente les différences relatives de ces sections efficaces par rapport à l'état d'équilibre pour le combustible évolué à  $P = P_{\text{ref}}$  :

$$\Delta\sigma_a^g(\%) = \left( \frac{\sigma_a^g - \sigma_a^{g,eq}}{\sigma_a^g} \right) \times 100 \quad (6.25)$$

où l'indice  $eq$  est relative à l'état d'équilibre. La différence  $\Delta\sigma$  la plus élevée (1.6%) est obtenue pour la section efficace microscopique d'absorption du groupe thermique de l' $^{233}\text{U}$  qui retourne à sa valeur d'équilibre après 24 heures de remise en marche du réacteur. Ces différences peuvent être expliquées par des différences dans le flux neutronique utilisé pour la

condensation de ces sections efficaces (voir figure 6.8). L'effet du changement de spectre sur la variation des sections efficaces microscopique sera expliqué plus en détails à la section 7.1.4. En général, la figure 6.7 montre que les effets de l'arrêt du réacteur et des manoeuvres de puissances sur les sections efficaces sont faibles comparés aux effets sur le  $k_\infty$  et les densités isotopiques.

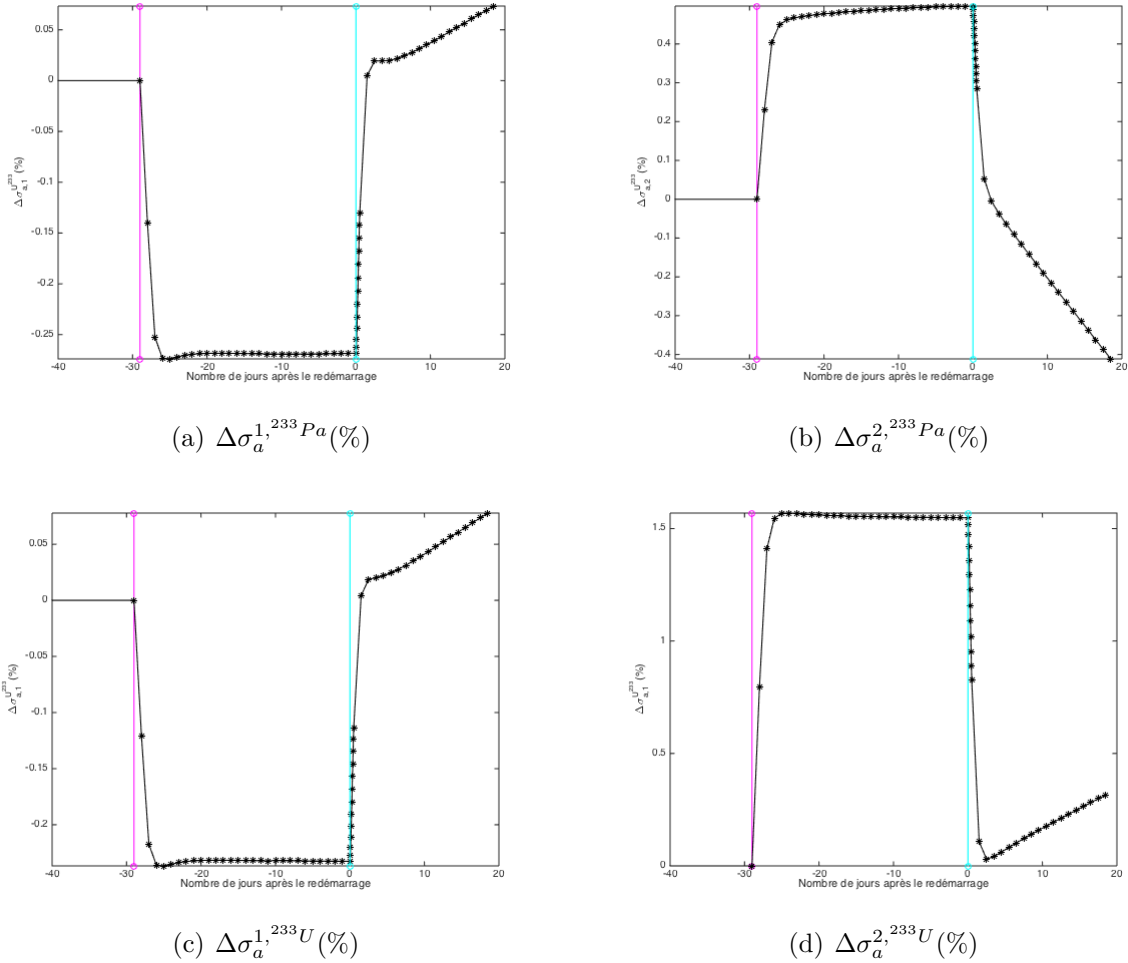


Figure 6.7 Effet du redémarrage du réacteur à  $P_{ref}$  sur la variation des sections efficaces microscopiques d'absorption du  $^{233}Pa$  et de l' $^{233}U$

La simulation du réacteur à combustible CANDU-SCWR sans ajustement des concentrations isotopiques au redémarrage n'est pas représentative. Certes, l'effet des délais d'arrêt s'estompe après quelques jours de remise en marche, cependant l'effet des manoeuvres de puissance persiste le long du cycle d'exploitation du réacteur.

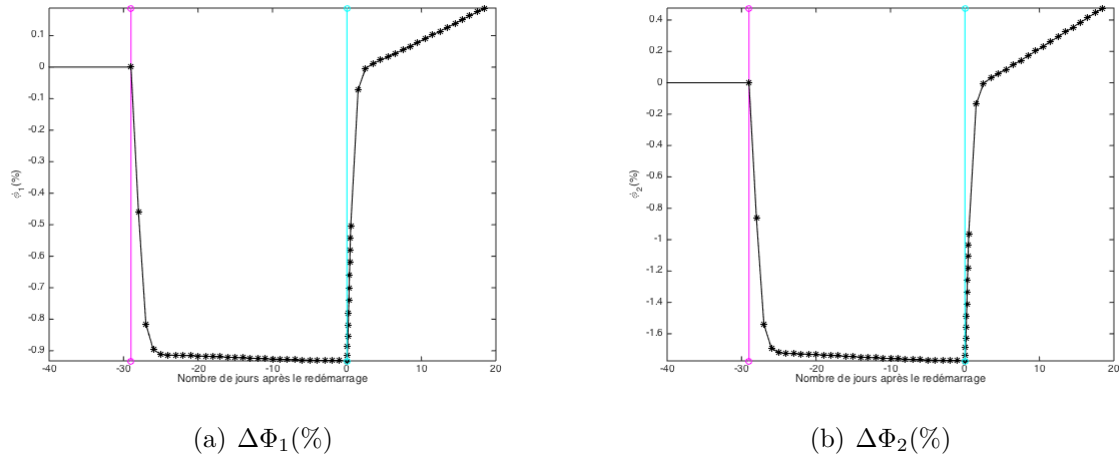


Figure 6.8 Effet du redémarrage du réacteur sur la variation du flux neutronique

### 6.3.3 Ajustement des concentrations isotopiques

La section efficace macroscopique calculées par AFM pour déterminer le flux neutronique en diffusion est donnée par l'intermédiaire de l'équation (6.2) qui stipule que la variation de la section efficace macroscopique est due aux changements des densités isotopiques et aux changements des sections efficaces microscopiques. Cependant, pour calculer le flux neutronique au redémarrage du réacteur, nous avons supposé que cette variation est due seulement aux changements des densités isotopiques. Les sections efficaces microscopiques utilisées pour ce calcul sont relatives au fonctionnement nominal de la cellule. Les concentrations isotopiques, quand à elles, sont évaluées à partir des équations (6.20), (6.21) et (6.22) en prenant en compte l'arrêt du réacteur. Remarquons que l'équation (6.22) prend en compte implicitement la désintégration de l'iode à travers sa constante de désintégration radioactive  $\lambda_I$ . La nouvelle procédure AFMSHU ajoutée au module AFM, permet d'évaluer ces concentrations pour chaque grappe du réacteur.

## 6.4 Modifications des modules CFC, AFM et REFUEL

Comme introduit précédemment, le modèle FBM est implémenté dans la chaîne de calcul DRAGON/DONJON via les modules CFC et AFM. Brièvement, le module CFC permet la création de la base de données FBM. Il calcule les coefficients de feedback et il tabule en burnup les propriétés neutroniques de référence de la cellule. Les premières modifications apportées à CFC ont été réalisées pour faciliter la compréhension et la modification du module lui-même (voir figure 6.9). Le calcul des coefficients d'historique se fait par la nouvelle

procédure CFCHST et le calcul des coefficients de feedback des sections efficaces se fait par la procédure CFCVPR. Puisque l'évaluation de l' $^{233}\text{U}$  dans DONJON nécessite la connaissance de la concentration du  $\text{Th}^{232}$ , il a été naturel d'importer dans la base de données FBM l'information sur le  $\text{Th}^{232}$  (concentrations et sections efficaces microscopiques d'absorption). Ainsi, CFC a été modifié pour tabuler les données de référence relatives à l'évolution du thorium. Ces modifications ont été implémentées dans la version DRAGON 3.06.

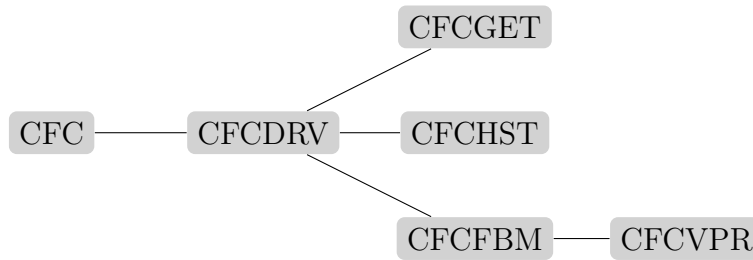


Figure 6.9 Organigramme du module CFC de DRAGON

Le module **AFM** calcule les sections efficaces macroscopiques dans DONJON en interpolant les propriétés nucléaires de la grappe en fonction des paramètres locaux. Des modifications majeures ont été apportées à **AFM** pour l'adapter à la simulation de la cellule SCWR. Principalement, deux nouvelles procédures, **AFMFPC** et **AFMSHU**, ont été ajoutées (voir figure 6.10). Ces procédures permettent l'évaluation et le stockage des concentrations isotopiques de chaque grappe entre deux pas d'évolution du combustible (résolution des équations (6.15), (6.16) et (6.17) par **AFMFPC**) et à la suite du redémarrage du réacteur (résolution des équations (6.19), (6.20), (6.21) et (6.22) par **AFMSHU**). L'option **AFMIF** de **AFM** permet l'appel de la procédure **AFMFPC** et l'option **AFMON** permet l'appel de la procédure **AFMSHU**. Finalement, le délai introduit par le rechargement du réacteur doit être spécifié dans **AFM** en jours.

Le module **REFUEL** de DONJON permet de mettre à jour la *MAP* suite au rechargement du combustible. Il calcule les taux de combustion des grappes déplacées ou remplacées par du combustible neuf. Pour le premier calcul de flux, après le redémarrage du réacteur, **AFM** doit lire pour chaque mélange (grappe) du vecteur **MIX** de la *MAP* les concentrations isotopiques initiales à partir de la *MACRO*. Or, comme on vient de l'expliquer, le module **REFUEL** ne permet que la mise à jour de la *MAP*. Pour transférer l'information relative au déplacement et rechargement des grappes de combustible à **AFM**, le module **REFUEL** a été mis à jour. Un vecteur **MIXD**, de mêmes dimensions que le vecteur **MIX**, a été ajouté à la *MAP*. Chaque élément  $\text{MIXD}_i$  du vecteur **MIXD** est égal au numéro de mélange (**MIX**) de la dernière



grappe insérée. Au redémarrage, **AFM** lit les concentrations isotopiques initiales à partir du vecteur **MIXD**. Si  $MIXD_i = 0$ , la composition du mélange sera donnée par la composition du combustible neuf.

Ces modifications ont été implémentées dans la version **DONJON 3.02**. Elles peuvent être ajoutées facilement à toute version ultérieure.

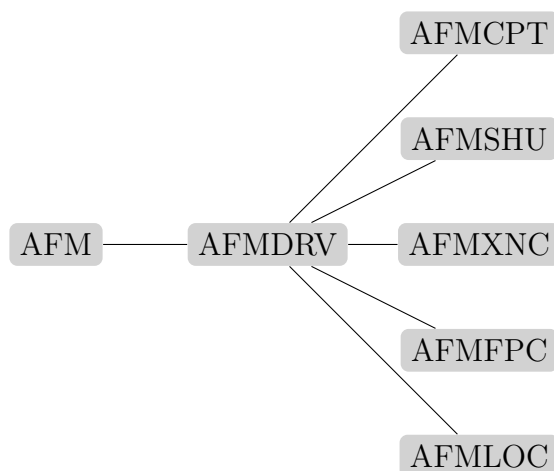


Figure 6.10 Organigramme du module **AFM** de **DONJON**

## 6.5 Création de la base de données pour CANDU-SCWR

Les paramètres de référence et de perturbation sélectionnés pour la création de la base de données FBM de la cellule SCWR sont donnés au tableau 6.3. Le choix de ces valeurs respecte les conditions de fonctionnement nominal de la cellule et le comportement de la cellule en cas d'accident (vidange de caloporteur). Les valeurs nominales sont équivalentes aux valeurs moyennées entre l'entrée et la sortie d'un canal CANDU-SCWR.

Tableau 6.3 Paramètres pour la création de la base de données FBM pour CANDU-SCWR

Paramètres	Valeur de référence	Valeur de perturbation
Puissance $P$ (kW)	884.66	96.18, 1850.34
Température du combustible $T^f$ (K)	900.0	604.65, 1804.65
Température du modérateur $T^m$ (K)	320.0	312.16, 372.16
Température du caloporteur $T^c$ (K)	600.0	300.0, 900.0
Densité du caloporteur $N^c$ ( $g/cm^3$ )	0.3	0.0001, 0.7
Densité du modérateur $N^m$ ( $g/cm^3$ )	1.0851	0.866, 1.105
Densité du bore $N^b$ (ppm)	0.0	300.0
Pureté du modérateur (%)	99.833	98.5

## CHAPITRE 7 APPLICATION DU MODÈLE FBM POUR LA SIMULATION DU CANDU-SCWR

Ce chapitre présente les résultats de simulation du réacteur CANDU-SCWR avec le modèle FBM modifié en deux parties. La première présente les résultats de simulation à l'échelle de la grappe et la deuxième présente les résultats du calcul de coeur.

### 7.1 Résultats du calcul de grappe

#### 7.1.1 Benchmark utilisé

La grappe étudiée pour l'adaptation du modèle feedback est équivalente à 1/12 d'un canal CANDU-SCWR. Elle est de largeur égale à 25 *cm* et de hauteur égale à 41.66 *cm* définies dans DONJON par les options MESHX et MESHZ, respectivement (voir figure 7.1). Des conditions aux frontières de réflexion ont été appliquées sur les trois plans  $x$ ,  $y$  et  $z$  avec l'option REFL. Un mélange homogène a été attribué à cette géométrie via l'option MIX. Ces propriétés neutroniques sont équivalentes à celles de la grappe CANDU-SCWR définie à la section 5.2.

Notons que même si l'adaptation du modèle FBM est réalisée principalement pour simuler la cellule hexagonale du modèle CANDU-SCWR compact, l'évaluation de ses résultats a été faite avec la cellule cartésienne. La géométrie utilisée n'a aucun effet sur les interpolations implémentées dans FBM.

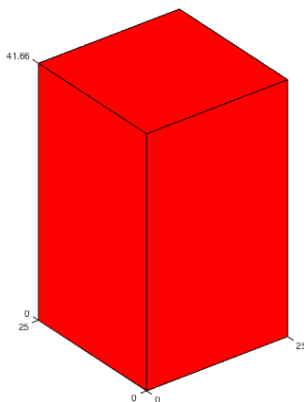


Figure 7.1 Géométrie utilisée pour la vérification du modèle FBM

### 7.1.2 Procédure de vérification du modèle FBM

La procédure utilisée pour la vérification des lois de variation des sections efficaces du modèle FBM pour l'étude de la cellule de type SCWR est la même quelque soient les paramètres locaux de la cellule. Rappelons-les ici : la densité du caloporteur  $N^c$ , la densité du modérateur  $N^m$ , la densité de l'isotope fissile principal  $^{239}\text{Pu}$   $N^p$ , la température du combustible  $T^f$ , la température du modérateur  $T^m$ , la température du caloporteur  $T^c$ , la densité du xénon  $N^x$ , la densité du protactinium  $N^{pa}$ , la pureté du modérateur  $p$ , la densité du bore dans le modérateur  $N^b$ , le niveau de puissance  $P$  et le burnup  $B$ . Les principales étapes de cette procédure, pour l'étude d'un paramètre  $S$  donné, suivent :

1. Génération de la base de données FBM : la cellule CANDU-SCWR est étudiée en transport avec DRAGON pour générer la base de données FBM. Les valeurs de référence et de perturbation des paramètres de création de la base de données sont présentées au tableau 6.3.
2. Génération de la COMPO représentative de la cellule avec la perturbation du paramètre  $S$  : un calcul de cellule CANDU-SCWR est réalisé à 2D et en évolution avec DRAGON pour générer une bibliothèque de sections efficaces homogénéisées et condensées à deux groupes d'énergie en fonction du burnup (COMPO). Ici, seul le paramètre  $S$  à étudier est pris à une valeur arbitraire de perturbation  $S^p$  tandis que les autres paramètres locaux sont pris à leurs valeurs de référence. Les concentrations isotopiques au burnup  $B$  sont celles du calcul de référence sauf pour les perturbations en puissance où elles sont recalculées dans DRAGON.
3. Calcul de référence (CPO) : un premier calcul en diffusion de la géométrie représentée à la figure 7.1, est réalisé avec le code DONJON. Les propriétés neutroniques du mélange homogène attribué à cette géométrie correspondent à celles stockées dans la COMPO générée par DRAGON à l'étape 2. Ce calcul est considéré comme un calcul de référence vu que la base de données DRAGON, dans ce cas la COMPO, est générée avec la valeur de perturbation du paramètre à étudier ( $S = S^p$ ). Les autres paramètres locaux sont pris à leurs valeurs de référence. L'interpolation des sections efficaces macroscopiques en fonction du burnup dans DONJON est réalisée par les modules XSCONS et CRE.
4. Calcul test : un deuxième calcul en diffusion est réalisé avec la même géométrie du calcul de référence. Toutefois, les propriétés neutroniques du mélange homogène sont déterminées à partir de la base de données FBM générée au préalable à l'étape 1. Le module AFM de DONJON est utilisé pour interpoler les sections efficaces en fonction du paramètre  $S$  perturbé.

5. Comparaison des résultats de calcul de référence et de calcul test : les sections efficaces macroscopiques de référence et celles interpolées par le module **AFM** ainsi que le facteur de multiplication effectif sont comparés. Si les résultats de comparaison ne sont pas satisfaisants, deux options seront retenues : révision du choix des valeurs optimales de perturbation du paramètre  $S$  ou modification de l'interpolation implémentée dans FBM via les modules **CFC** et **AFM**.

Notons que cette procédure de vérification du modèle FBM a été appliquée pour tous les paramètres locaux de la cellule SCWR. Les résultats présentés ici portent sur les corrections de puissance  $P$ , la densité du caloporteur  $N^c$  et la température du caloporteur  $T^c$ .

### 7.1.3 Résultat de l'effet de puissance de la version originale FBM

Avant de présenter les résultats obtenus pour la cellule SCWR, des tests de vérification de la simulation de l'effet de puissance dans FBM de la cellule CANDU-6 standard ont été réalisés. Le tableau 7.1 présente les valeurs de  $\Delta k_{\text{eff}}$  évaluées à partir de l'équation (7.1) et calculés entre le calcul de référence ( $k_{\text{eff}}^{\text{CPO},S}$ ) et le calcul test ( $k_{\text{eff}}^{\text{test}}$ ) pour la grappe CANDU-6 pour différentes valeurs de burnups. Ces calculs sont réalisés pour le niveau de puissance de référence  $P_r = 31.97$  kW/kg et deux niveaux de puissance de perturbation choisis aléatoirement :  $P_1 = 10$  kW/kg et  $P_2 = 40$  kW/kg. La concentration du  $^{239}\text{Pu}$  est évaluée à partir des équations (6.8) et (6.9). Les concentrations du xénon, du samarium et du neptunium sont calculées dans DONJON par le module **AFM** avec l'option **DRAH**. Les valeurs de  $\Delta k_{\text{eff}}$  ne dépassent pas un maximum de  $0.52$  mk et de  $0.54$  mk (en valeur absolue) pour 250 jours d'évolution du combustible pour les puissances de perturbation  $P_1$  et  $P_2$ , respectivement.

$$\Delta k_{\text{eff}}(\text{mk}) = 1000 * (k_{\text{eff}}^{\text{test}} - k_{\text{eff}}^{\text{CPO},S}) \quad (7.1)$$

Tableau 7.1  $\Delta k_{\text{eff}}$  (mk) pour la cellule CANDU-6

	Jours de combustion (jours)			
Puissance (kW/kg)	0	50	150	250
10	0.0	-0.021	0.254	0.523
$P_{ref}=31.97$	0.070	0.001	-0.004	-0.019
40	0.0	-0.032	0.091	-0.540

Le tableau 7.2 présente les résultats des déviations  $\Delta k_{\text{eff}}$  obtenus pour la cellule SCWR. La

base de données FBM est crée avec les puissances de tabulation  $P_r = 45.99$  kW/kg,  $P_l = 5$  kW/kg,  $P_{in} = 25$  kW/kg et  $P_h = 65$  kW/kg. L'isotope fissile choisi pour la création de la base de données est l' $^{233}\text{U}$ . Le protactinium  $^{233}\text{Pa}$  est utilisé à la place du neptunium  $^{239}\text{Np}$ . Les concentrations du xénon et du samarium sont fournies à la main pour les calculs DONJON avec les options du module **AFM** : XENON et SAM. Elles correspondent aux concentrations calculées par DRAGON au niveaux de puissance et au burnup étudiés. Ces options permettent d'identifier l'erreur commise sur les concentrations du protactinium et d'uranium seulement. Les déviations  $\Delta k_{\text{eff}}$  pour la puissance de référence et les puissance de tabulation ne dépassent pas un maximum de  $0.302$  mk à 250 jours d'évolution ( $P = 25$  kW/kg). Cependant, pour les puissances de perturbation qui sont inférieures au niveau de référence à savoir 10 kW/kg, 15.5 kW/kg et 36.22 kW/kg, ces écarts sont plus élevés et ils atteignent un maximum de  $2.650$  mk,  $4.706$  mk et  $-3$  mk, respectivement. La déviation maximale calculée pour  $P=60$  kW/kg est de  $0.218$  mk.

Tableau 7.2  $\Delta k_{\text{eff}}$  (mk) pour la cellule CANDU-SCWR

	Jours de combustion (jours)			
Puissance (kW/kg)	0	50	150	250
5.0	0.0	0.001	0.075	0.092
10.0	0.0	0.184	1.738	2.650
15.5	0.0	0.236	2.530	4.706
25.0	0.0	0.002	0.252	0.302
36.22	0.0	-0.034	-1.875	-3.0
$P_{ref}=45.99$	0.0	0.0	0.003	0.009
48.5	0.0	0.002	-0.073	-0.149
55.0	0.0	-0.001	-0.0136	-0.203
60	0.0	-0.012	-0.157	-0.218
65	0.0	0.002	0.045	0.029

#### 7.1.4 Interpolation des sections efficaces microscopiques

Les sections efficaces microscopiques d'absorption du  $\text{Th}^{232}$ , du  $^{233}\text{Pa}$  et de l' $^{233}\text{U}$  sont tabulées en burnup dans la base de données et elles correspondent au calcul de référence. Autrement dit, elles sont calculées pour  $P = P_r$ . Ces sections efficaces sont utilisées pour résoudre les équations d'évolution isotopique du thorium. Elles permettent de calculer la

concentration d'isotopes en fonction du niveau de flux ou de puissance de la grappe. Cependant, nous avons supposé que l'effet de puissance sur ces sections efficaces est négligeable comparé à l'effet sur les densités isotopiques. À titre d'exemple, la figure 7.2 présente les sections efficaces d'absorption condensées à deux groupes d'énergie en fonction de la puissance de la grappe du  $^{233}\text{Pa}$  et de l' $^{233}\text{U}$  à un burnup équivalent à 100 jours d'évolution. Pour une variation de puissance de  $5 \text{ kW/kg}$  à  $65 \text{ kW/kg}$ ,  $\sigma_a^2$  pour l'  $^{233}\text{U}$  varie de  $79.43 \text{ b}$  à  $78.4 \text{ b}$  et  $\sigma_a^2$  pour le  $^{233}\text{Pa}$  varie de  $45.94 \text{ b}$  à  $45.78 \text{ b}$ .

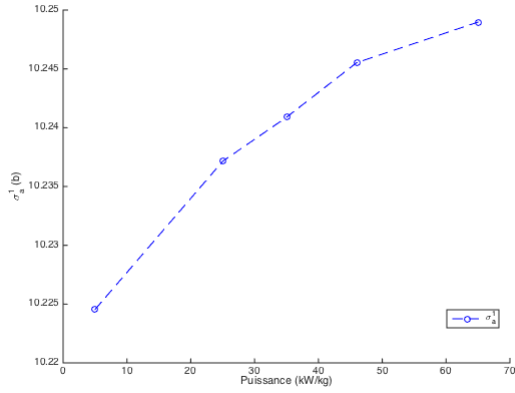
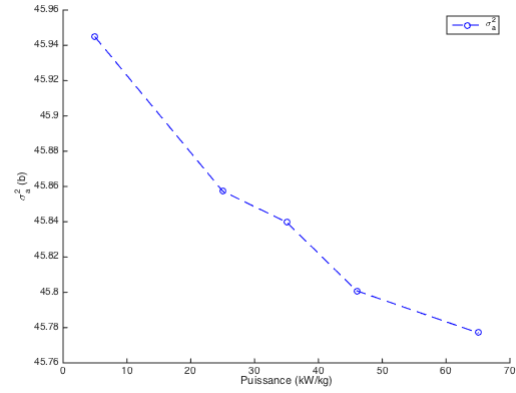
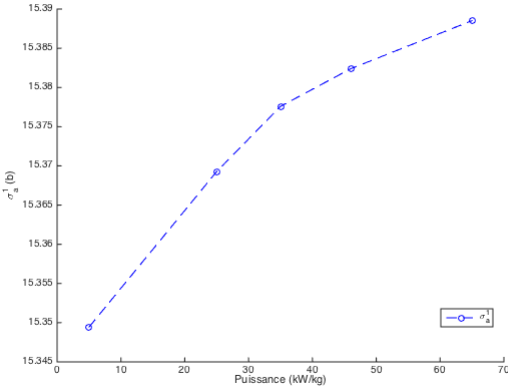
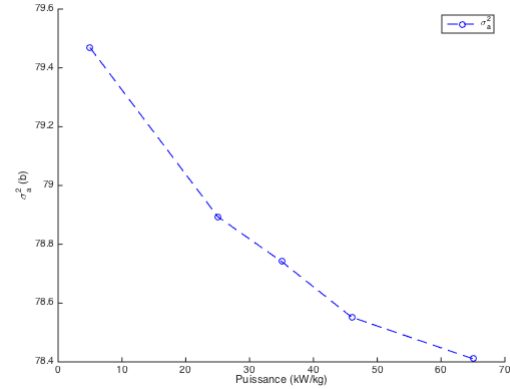
(a)  $\sigma_a^1$  du  $^{233}\text{Pa}$ (b)  $\sigma_a^2$  du  $^{233}\text{Pa}$ (c)  $\sigma_a^1$  de l'  $^{233}\text{U}$ (d)  $\sigma_a^2$  de l'  $^{233}\text{U}$ 

Figure 7.2 Effets de puissance sur les sections efficaces microscopiques condensées du  $^{233}\text{Pa}$  et de l' $^{233}\text{U}$

Ces variations sont dues principalement à l'effet du changement de spectre dans la cellule plutôt qu'à la variation des sections efficaces elles-mêmes. En effet, les sections efficaces condensées en énergie sont définies en fonction du flux de chaque groupe. La section efficace totale, par exemple, est calculée, sur un espace  $G$  ( $G$  groupes d'énergies d'indice  $g$ ) suivant

la formule suivante :

$$\sigma_k = \frac{1}{\Phi_k} \sum_{g \in G_k} \Phi_g \sigma_g \quad (7.2)$$

$G_k$  est un indice défini dans un nouvel espace  $K$  tel qu'à chaque indice  $k \in [1, K]$ , correspond un ensemble d'indices  $g \in [1, G] : G_k$ .

On comprend bien qu'un changement de la puissance d'évolution du combustible changera le flux utilisé pour le calcul des sections efficaces lors de l'étape de condensation, ce qui changera par conséquent les sections efficaces condensées. La figure 7.3 présente la variation des sections efficaces multigroupes d'absorption pour deux niveaux de puissance différents. Elle confirme que l'effet de puissance est très faible sur les sections efficaces microscopiques du  $^{233}\text{Pa}$  et de l' $^{233}\text{U}$ .

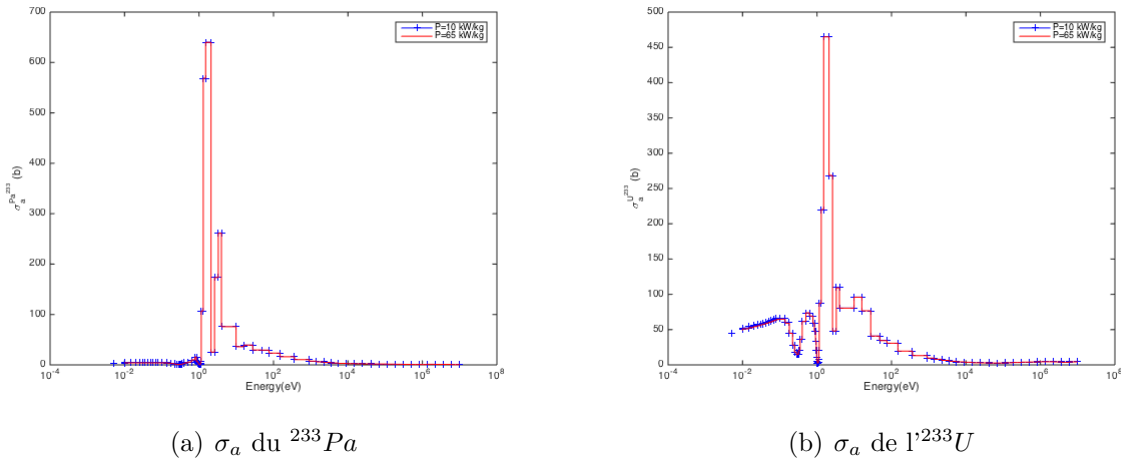


Figure 7.3 Effets de puissance sur les sections efficaces microscopiques multigroupes du  $^{233}\text{Pa}$  et de l' $^{233}\text{U}$

Les calculs de cellule en évolution de DRAGON réalisés pour la création de la base de données FBM produisent des bibliothèques de sections efficaces pour des pas de temps choisis dans le module **EVO**. Le calcul de  $N^p$  dans **AFM** devra se faire en évolution tout au long de la période du fonctionnement du réacteur. Par conséquent, afin de déterminer les valeurs des sections efficaces microscopiques pour les valeurs de burnup intermédiaires, **AFM** utilise l'interpolation de Lagrange. La figure 7.4 présente les variations des sections efficaces calculées par DRAGON et **AFM**. Les données DRAGON sont calculées pour 40 pas d'évolution et celles de **AFM** sont interpolées pour l'intervalle de temps d'évolution de 0 jour à 250 jours.

De façon générale, **AFM** reproduit correctement les sections efficaces calculées par DRAGON.



Mentionnons qu'il est important de considérer un nombre de pas de burnup assez élevé dans DRAGON particulièrement au début de l'évolution pour mieux prédire les changements possibles des sections efficaces comme c'est le cas avec  $\sigma_a^1$  et  $\sigma_a^2$  pour l'  $^{233}\text{U}$  (voir les figures 7.4(e) et 7.4(f)).

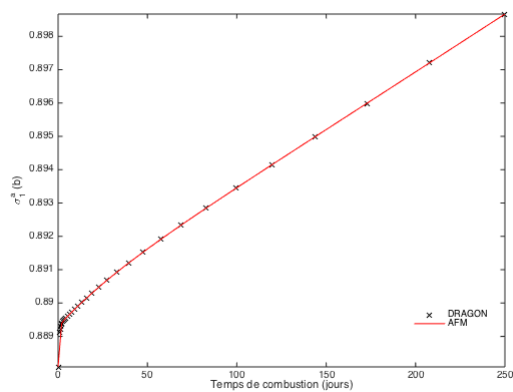
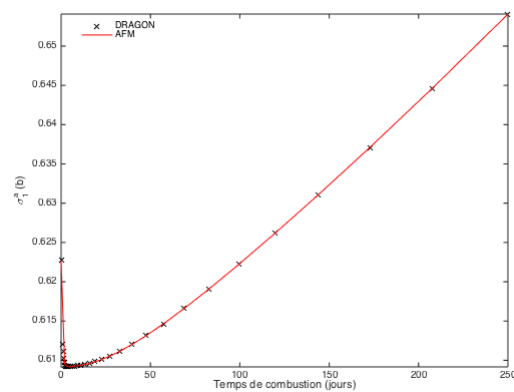
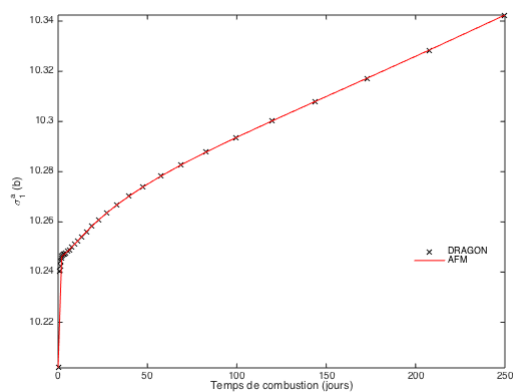
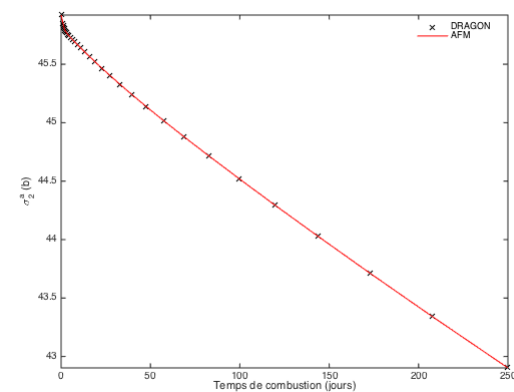
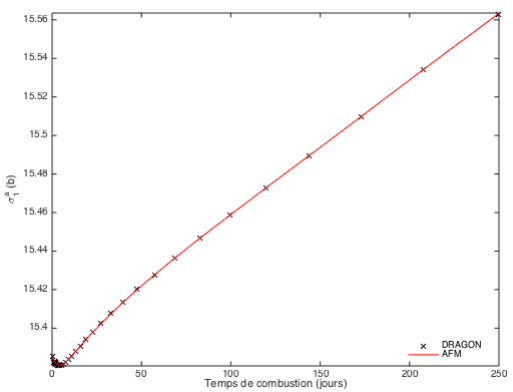
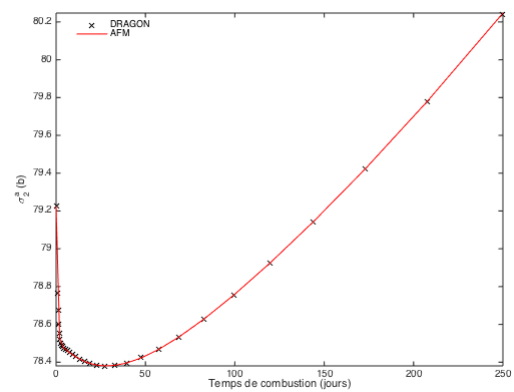
(a)  $\sigma_a^1$  du  $Th^{232}$ (b)  $\sigma_a^2$  du  $Th^{232}$ (c)  $\sigma_a^1$  du  $^{233}Pa$ (d)  $\sigma_a^2$  du  $^{233}Pa$ (e)  $\sigma_a^1$  de l'  $^{233}U$ (f)  $\sigma_a^2$  de l'  $^{233}U$ 

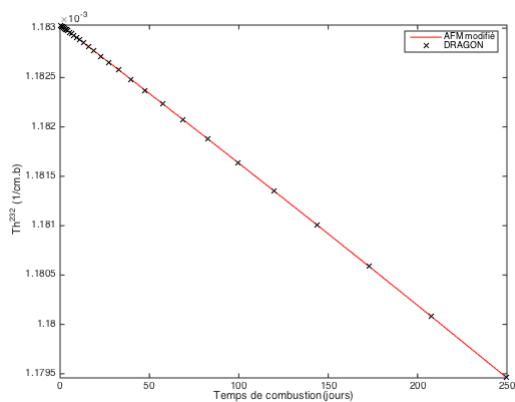
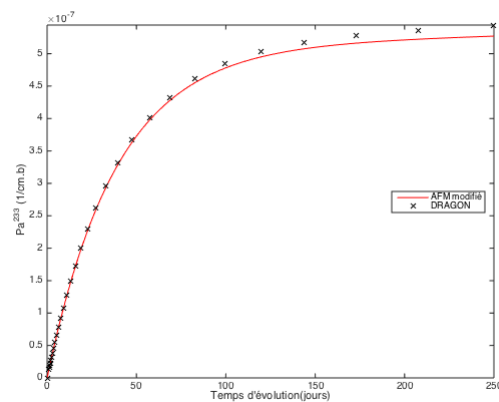
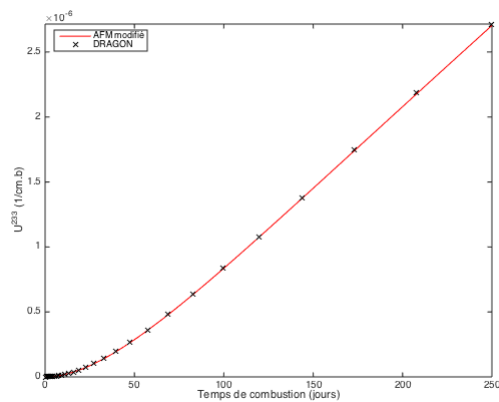
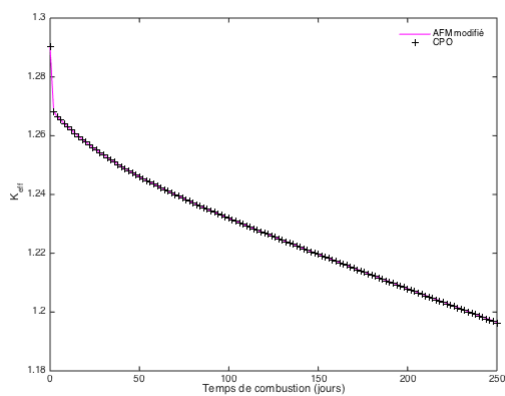
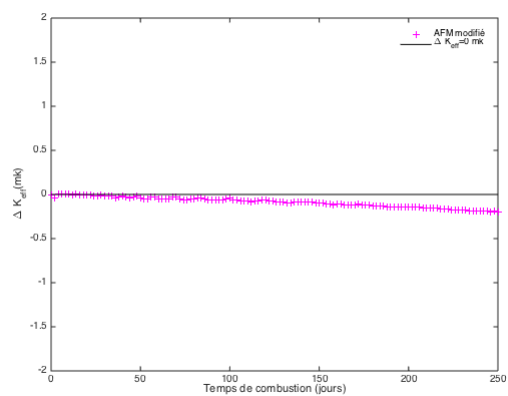
Figure 7.4 Sections efficaces microscopiques d'absorption du  $Th^{232}$ ,  $^{233}Pa$  et de l' $^{233}U$  calculées par FBM et DRAGON

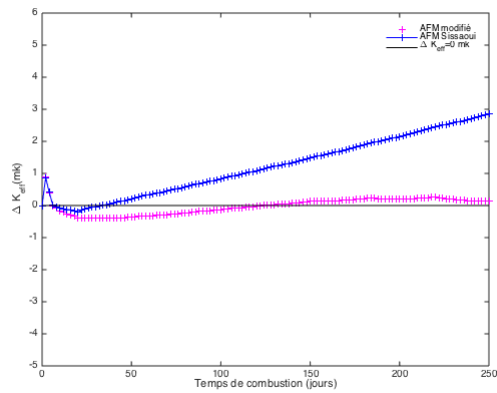
### 7.1.5 Calcul des densités isotopiques et évaluation du facteur de multiplication effectif

Comme introduit à la section 6.2, la méthode d'adaptation du modèle FBM pour la simulation du combustible au thorium utilise la procédure AFMFPC pour évaluer les concentrations du  $^{233}\text{Pa}$  et de l' $^{233}\text{U}$  en fonction du niveau de flux neutronique stocké dans la MAP du calcul DONJON et les sections efficaces microscopiques de la base de données FBM. La version originale du modèle, quant à elle, utilise les équations (6.8) et (6.9) et les coefficients d'historique  $\alpha$  pour évaluer la déviation des concentrations du  $^{233}\text{Pa}$  et de l' $^{233}\text{U}$  par rapport au niveau de puissance de référence. À cette puissance, AFM utilise directement les concentrations de référence tabulées dans la base de données FBM pour évaluer les sections efficaces macroscopiques. Ces concentrations correspondent à celles calculées en transport par DRAGON. Ainsi, pour évaluer la méthode de calcul du  $^{233}\text{Pa}$  et de l' $^{233}\text{U}$ , ces concentrations isotopiques sont comparées à celles calculées directement par DRAGON. La puissance de normalisation (en  $\text{kW}$ ) utilisée dans le module POWER est fixée à  $P = 884.663 \text{ kW}$ . Les concentrations du xénon et samarium utilisées correspondent aux concentrations de référence tabulées dans la base de données (fixées par les mots clés XEREF et SMREF du module AFM).

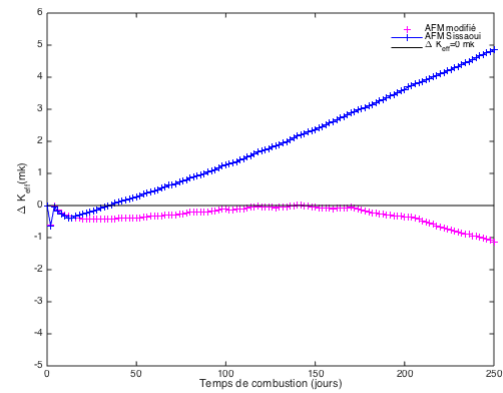
La figure 7.5 présente les variations de ces concentrations isotopiques calculées par DRAGON et par FBM (AFM modifié). Des écarts très faibles peuvent être observés avec la concentration du protactinium et qui s'installent à environ 100 jours d'évolution. Ces écarts produisent, par conséquent, de faibles écarts sur la concentration d'uranium. L'effet sur le facteur de multiplication effectif  $k_{\text{eff}}$  est négligeable et il est de l'ordre de  $0.2 \text{ mk}$  (voir figure 7.6). Ces écarts sont dûs principalement au fait que la version AFM modifiée évalue les concentrations avec des taux de réaction calculés en diffusion sur une géométrie complètement homogénéisée et avec des propriétés neutroniques condensées à deux groupes d'énergie.

La figure 7.7 présente les déviations  $\Delta k_{\text{eff}}$  pour des niveaux de puissances inférieurs au niveau de référence. La déviation  $\Delta k_{\text{eff}}$  calculée par le modèle FBM modifié diminue comparée à celle calculée par la version originale du modèle. À 250 jours d'évolution, elle passe de  $4.70 \text{ mk}$  à  $1 \text{ mk}$  (en valeur absolue) pour une puissance égale à  $15.5 \text{ kW/kg}$  et de  $2.65 \text{ mk}$  à  $0.25 \text{ mk}$  pour une puissance égale à  $10 \text{ kW/kg}$ . Les déviations  $\Delta k_{\text{eff}}$  obtenues pour les niveaux de puissance supérieurs au niveau de référence sont aussi acceptables. La déviation maximale est de  $-0.75 \text{ mk}$ , en valeur absolue, et elle est obtenue pour  $P=55 \text{ kW/kg}$  (voir figure 7.8). Notons que pour ces calculs, la concentration du samarium est égale à la concentration de référence et celle du xénon est calculée à partir de sa concentration d'équilibre.

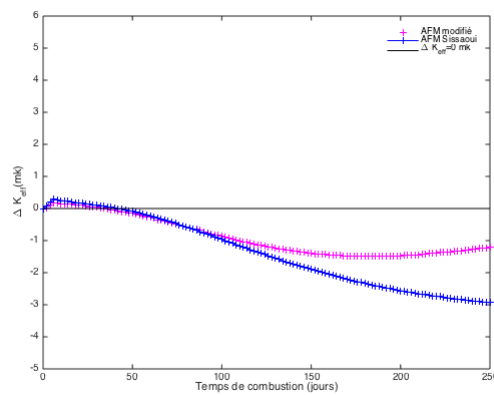
(a)  $^{232}\text{Th}$ (b)  $^{233}\text{Pa}$ (c)  $^{233}\text{U}$ Figure 7.5 Évaluation des densités isotopiques du  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{233}\text{Pa}$  et de l' $^{233}\text{U}$  de référence(a)  $k_{\text{eff}}$ (b)  $\Delta k_{\text{eff}}$ Figure 7.6 Variation de  $k_{\text{eff}}$  et de  $\Delta k_{\text{eff}}$  à la puissance de référence



(a) Puissance de la grappe= 10  $kW/kg$

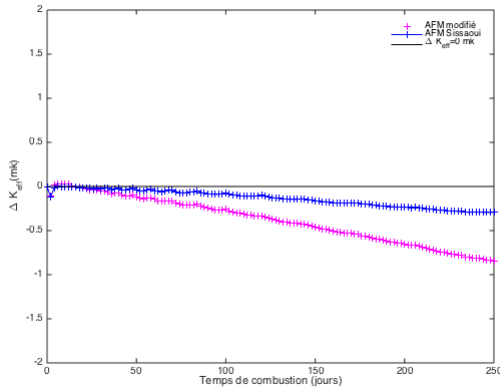


(b) Puissance de la grappe= 15.5  $kW/kg$

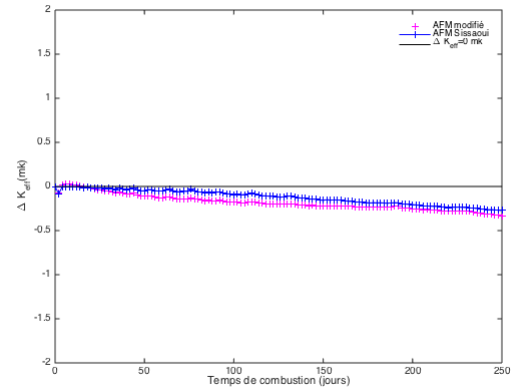


(c) Puissance de la grappe= 36.22  $kW/kg$

Figure 7.7 La déviation  $\Delta k_{eff}$  calculée pour des niveaux de puissance inférieurs au niveau de référence



(a) Puissance de la grappe= 55 kW/kg



(b) Puissance de la grappe= 60 kW/kg

Figure 7.8 La déviation  $\Delta k_{\text{eff}}$  calculée pour des niveaux de puissance supérieurs au niveau de référence

Dans l'ensemble, la nouvelle méthode implémentée dans AFM permet d'évaluer les concentrations du  $^{233}\text{Pa}$  et de l' $^{233}\text{U}$  avec une cohérence acceptable comparée aux calculs DRAGON.

### 7.1.6 Simulation du redémarrage du réacteur et des manoeuvres de puissance

Comme introduit à la section 6.3.3, l'évaluation des concentrations isotopiques au redémarrage du réacteur se fait par l'option AFMON du module AFM. La prise en compte de changement de puissance de la grappe après le rechargement du combustible est assurée par l'option AFMIF qui évalue les concentrations du protactinium et de l'uranium en fonction des données d'historique de la grappe (la puissance et le burnup).

Pour évaluer les équations d'ajustement des concentrations isotopiques implémentées dans la procédure AFMSHU et la prise en compte des manoeuvres de puissance, le combustible de la grappe présentée à la figure 7.1 a été évolué dans DONJON à une puissance constante égale à  $P_{\text{ref}}$  jusqu'à  $t_{\text{eq}} = 350$  jours. Ensuite, des délais d'arrêt de 29 jours ont été considérés avant la remise en marche du réacteur. Le combustible a été évolué à trois niveaux de puissance différents  $P_{\text{ref}}$ ,  $120\% P_{\text{ref}}$  et  $30\% P_{\text{ref}}$  tel que  $\Delta t = 1$  jour.

De manière équivalente aux simulations DRAGON, le facteur de multiplication effectif  $k_{\text{eff}}$  et de sa déviation  $\Delta k_{\text{eff}}$  calculée par rapport à l'état d'équilibre

$$\Delta k_{\text{eff}}(\text{mk}) = 1000 \times (k_{\text{eff}} - k_{\text{eff}}^{t_{\text{eq}}}) \quad (7.3)$$

ont été étudiés et sont présentés à la figure 7.9(b).

Au redémarrage ( $t=0$  jours de la figure), l'ajustement des concentrations isotopiques corrige la valeur du  $k_{\text{eff}}$ . La déviation  $\Delta k_{\text{eff}}$  obtenue comparée à l'état d'équilibre est d'environ  $21 \text{ mk}$ . Pour  $t>0$  jours, l'évolution du combustible au même niveau de puissance initial entraîne une déviation  $\Delta k_{\text{eff}} = -5 \text{ mk}$  à environ 1 jour d'évolution. En comparant avec les résultats DRAGON, on voit que cette valeur ( $-5 \text{ mk}$ ) est équivalente à celle obtenue par les calculs en transport de DRAGON (voir figure 6.5). La différence entre les calculs DONJON et ceux de DRAGON est dans le délai que prend la cellule pour retourner à son état d'équilibre. Cette différence est due principalement à l'évaluation des concentrations du xénon. Après le redémarrage, la concentration du xénon du calcul DONJON est évaluée à partir de sa concentration d'équilibre.

Cette erreur n'est pas très notable pour le niveau de puissance  $30\% P_{\text{ref}}$  vu que les concentrations du xénon et du samarium à ce niveau de puissance sont assez faibles comparées à celles des niveaux  $P_{\text{ref}}$  et  $120\% P_{\text{ref}}$ . De même, les sections efficaces utilisées après le redémarrage n'ont pas été corrigées. Ce qui peut aussi entraîner des erreurs sur le calcul du flux neutronique.

Le comportement du  $k_{\text{eff}}$  après le redémarrage du réacteur reflète l'évolution du combustible à des niveaux de puissances différents. Les résultats relatifs à  $30\% P_{\text{ref}}$  et à  $120\% P_{\text{ref}}$  sont équivalents aux résultats DRAGON. L'ajustement des densités isotopiques combiné avec l'évaluation du protactinium et de l'uranium au niveau de la puissance adéquat résulte en l'ajustement du  $k_{\text{eff}}$ . Plus le saut de puissance est élevé plus la déviation du  $k_{\text{eff}}$  est importante.

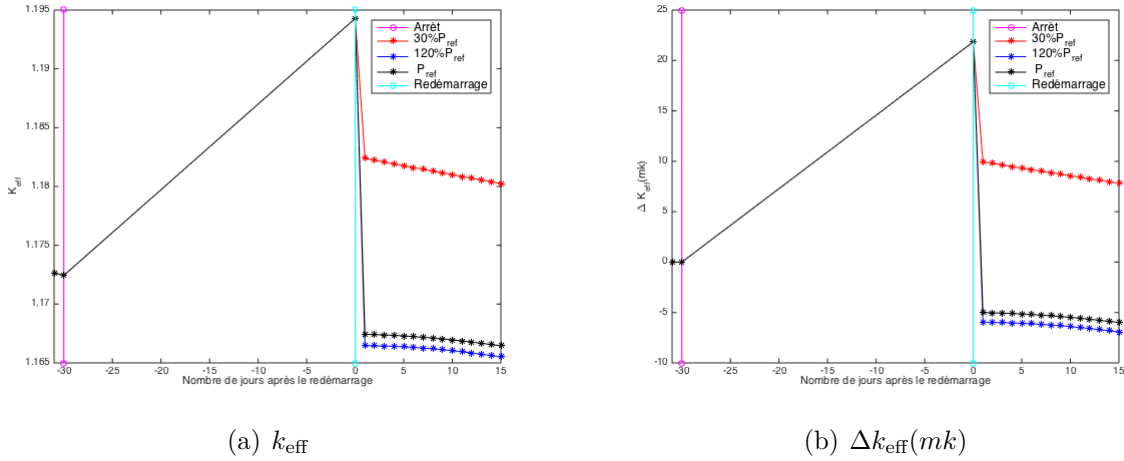


Figure 7.9 Effet des manoeuvres de puissances sur la variation du  $k_{\text{eff}}$  et de sa déviation  $\Delta k_{\text{eff}}$  d'une grappe CANDU-SCWR

### 7.1.7 Effet de la température du caloporteur

Le modèle FBM approxime la variation des sections efficaces microscopiques en fonction de la température du caloporteur  $T^c$  par une distribution maxwellienne de la façon suivante :

$$\Delta\sigma_{y,g}^i(T^c) = \alpha_{yg1,T^c}^i \Delta(\ln T^c) + \alpha_{yg2,T^c}^i \Delta(1/T^c) \quad (7.4)$$

Pour valider cette approximation, deux calculs DONJON ont été réalisés : le premier correspond au calcul de référence de l'étape 3 de la procédure de vérification/validation présentée à la section 7.1.2. Le deuxième est un calcul test de l'étape 4. Les figures 7.10 et 7.11 présentent les courbes de variation des sections efficaces macroscopiques du calcul DONJON de référence (ligne noire) et du calcul DONJON test (cercles rouges) pour des températures de perturbations de 400 K et de 700 K, respectivement. Ces figures montrent une bonne cohérence entre les deux calculs. Les interpolations faites par le module AFM sont en cohérence avec les calculs de référence. Les différences en termes de  $\Delta k_{\text{eff}}$  ne dépassent pas un maximum de 0.63 mk pour  $T^c = 400$  K et 0.45 mk pour  $T^c = 700$  K et  $B4 = 13$  GWD/T.

L'approximation utilisée pour prédire la variation des sections efficaces suite à la perturbation de la température du caloporteur de la cellule CANDU-6 reste valide pour le caloporteur de la cellule SCWR. La température de référence utilisée est de 600 K et les températures extrêmes correspondent à 300 K et 900 K.



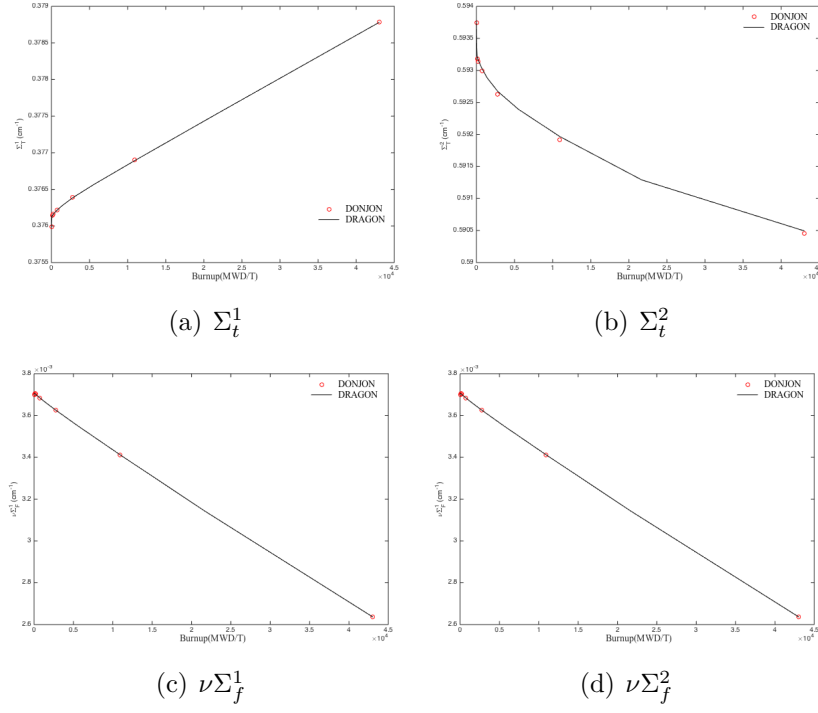


Figure 7.10 Variations des sections efficaces macroscopiques pour  $T^c = 400\text{ K}$

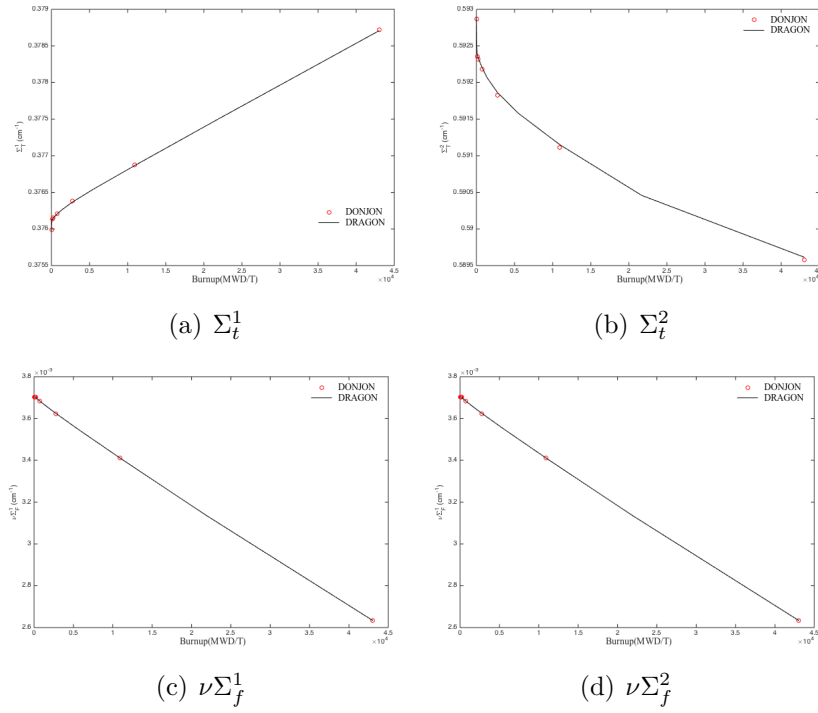


Figure 7.11 Variations des sections efficaces macroscopiques pour  $T^c = 700\text{ K}$

### 7.1.8 Effet de la densité du caloporteur

La densité du caloporteur supercritique relative au fonctionnement nominal de la cellule CANDU-SCWR est  $N_r^c = 0.569 \text{ g/cm}^3$ . Les valeurs minimales et maximales que peut avoir  $N^c$  sont  $N_l^c = 0.0001 \text{ g/cm}^3$  et  $N_h^c = 0.7 \text{ g/cm}^3$ . L'utilisation de ces valeurs pour la création de la base de données FBM, entraîne une déviation de  $k_{\text{eff}}$  (calculée avec l'équation (7.1)) de l'ordre de  $-1.6 \text{ mk}$  pour  $N^c = 0.1 \text{ g/cm}^3$  à environ 80 jours de combustion. Cet écart est dû au fait que le choix de la valeur de  $N_r^c$  n'est pas cohérent avec la distribution quadratique utilisée dans FBM

$$\Delta\sigma_{y,g}^i(N^c) = \alpha_{yg1,N^c}^i \Delta(N^c) + \alpha_{yg2,N^c}^i \Delta(N^{c2}) \quad (7.5)$$

Pour corriger cette erreur, la valeur de référence a été modifiée à  $N_r^c = 0.3 \text{ g/cm}^3$ . La figure 7.12 présente la variation du facteur de multiplication effectif  $k_{\text{eff}}$  (à gauche) et de sa déviation  $\Delta k_{\text{eff}}$  (à droite) qu'entraînent le choix de  $N_r^c$  sur le  $k_{\text{eff}}$  quand une densité de caloporteur de perturbation  $N^c = 0.1 \text{ g/cm}^3$  est considérée. La valeur de  $\Delta k_{\text{eff}}$  maximale passe de  $-1.6 \text{ mk}$  à  $0.56 \text{ mk}$  pour  $N_r^c = 0.3 \text{ g/cm}^3$ .

Finalement, cette densité de caloporteur ( $N_r^c = 0.3 \text{ g/cm}^3$ ) a été choisie pour la création de la base de données FBM de la cellule CANDU-SCWR.

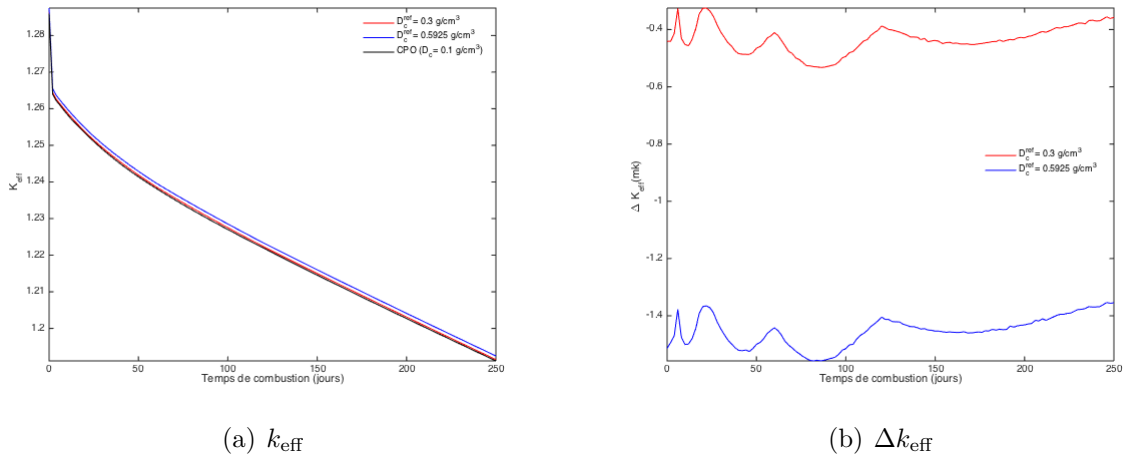


Figure 7.12 Variations du  $k_{\text{eff}}$  et  $\Delta k_{\text{eff}}$  en fonction du temps de combustion pour  $N^c = 0.1 \text{ g/cm}^3$

## 7.2 Résultats du calcul de coeur

Cette section a pour but de vérifier les interpolations implémentées dans le modèle FBM au niveau de calcul de coeur en évolution et à la suite d'un arrêt. Les résultats qui seront présentés sont relatifs aux interpolations de densité, de températures et de puissance. Pour chaque paramètre étudié, deux types de calcul de coeur seront étudiés : un calcul de coeur avec des bases de données de type CPO et un calcul de coeur avec la base de données FBM. Dans les deux cas, le modèle de coeur cartésien CANDU-SCWR à 336 canaux est simulé. L'évolution du combustible en fonction du temps est réalisée avec le module REFUEL. La procédure standard de calcul de flux par DONJON est utilisée pour déterminer la distribution de puissance du réacteur.

### 7.2.1 Effet de densité et de température

Comme énoncé précédemment, le modèle feedback a été mis à jour principalement pour traduire l'effet de variation de la puissance de grappe sur les sections efficaces macroscopiques de la cellule lors de son évolution dans le réacteur. Les effets des paramètres thermohydrauliques associés au combustible ( $T^f$ ) et au caloporteur ( $T^c$  et  $N^c$ ) ont été aussi analysés et vérifiés. Cependant, cette mise à jour ne sera pas utilisée dans un contexte de calcul de couplage neutronique et thermohydraulique, mais plutôt pour simuler correctement l'évolution du combustible au cours de l'exploitation du réacteur. L'équation de Rozon permettant de corriger la température du combustible en fonction de la puissance de la grappe  $P$  et la température du caloporteur  $T^c$ , implémentée dans le module AFM pour la simulation du réacteur CANDU

$$T^f = T^c + 0.476P + 2.267E^{-4}P^2 \quad (7.6)$$

ne sera pas employé (Rozon, 1992). Pour définir le profil de variation des paramètres thermohydrauliques le long du canal, le module THM de DONJON-3 a été utilisé pour associer à chaque grappe un triplet ( $T^f$ ,  $T^c$ ,  $N^c$ ). Le tableau 7.3 présente les valeurs de  $T^f$ ,  $T^c$  et  $N^c$  associé à chaque position axiale du canal. Pour simplifier les vérifications des interpolations de  $T^f$ ,  $T^c$  et  $N^c$ , deux calculs de coeur ont été comparés :

1. Un calcul de coeur de type CPO, appelé calcul CPO hétérogène : ce calcul utilise 12 bases de données de type COMPO relatives à l'évolution du combustible et une COMPO relative au réflecteur (radiaux et axiaux). Chacune de ces bases de données est issue d'un calcul de cellule DRAGON en milieu infini caractérisée par un triplet ( $T^c$ ,  $T^f$ ,  $N^c$ ) associé à un plan axial donné. L'évolution du combustible est réalisée

Tableau 7.3 Distribution axiale des paramètres thermohydrauliques le long du canal

Position axiale (cm)	$T^f$ ( $^{\circ}C$ )	$T^c$ ( $^{\circ}C$ )	$N^c$ ( $g/cm^3$ )
41.66	474.66	352.82	0.61
83.32	745.01	362.42	0.57
124.98	967.71	375.17	0.50
166.64	1092.31	382.90	0.38
208.3	1172.84	386.37	0.27
249.96	1255.38	392.43	0.20
291.62	1332.40	407.35	0.25
333.28	1379.22	434.47	0.11
374.94	1363.62	472.48	0.09
416.6	1253.01	515.02	0.08
458.26	1031.16	552.40	0.078
499.92	744.64	574.03	0.074

à la même puissance  $P = P^r$ . Dans DONJON, la bibliothèque de section efficace macroscopique est interpolée en fonction du burnup avec les modules **XSCONS** : et **CRE** :

2. Un calcul de coeur de type FBM, appelé calcul FBM : ce calcul utilise le module **THM** pour définir les profils de variation des températures ( $T^c$  et  $T^f$ ) et de la densité ( $N^c$ ) le long du canal. Les sections efficaces macroscopiques de la base de données FBM sont interpolées seulement en fonction des paramètres  $T^c$ ,  $T^f$  et  $N^c$  de chaque plan axial et en fonction du burnup par le module **AFM**.

Les différences relatives de puissance de canal sont calculées par l'équation

$$\Delta P_c(\%) = 100 \frac{(P_c^{\text{FBM}} - P_c^{\text{CPO}})}{P_c^{\text{CPO}}} \quad (7.7)$$

pour  $t=0$  jours (début de l'évolution du combustible) et  $t=1500$  jours (fin de l'évolution du combustible). La figure 7.13 prouve que le modèle FBM permet de produire correctement l'effet de  $T^c$ ,  $T^f$  et  $N^c$  sur les sections efficaces. Les différences de puissance maximales sont de l'ordre de  $-0.2\%$  et de  $0.8\%$  pour les canaux situés au centre et les canaux à la périphérie du coeur, respectivement. Ces différences peuvent s'expliquer premièrement par des erreurs dues aux choix des équations mathématiques implémentées dans les modules **CFC** et **AFM** pour prédire le comportement des sections efficaces en fonction de  $T^c$ ,  $T^f$  et  $N^c$ . Deuxièmement,

elles peuvent d'être dues à la normalisation de puissance utilisée dans DONJON, la puissance d'opération du réacteur est imposée tout au long de l'évolution du combustible. L'erreur sur le calcul de puissance d'un canal modifie la précision du calcul de puissance d'autres canaux.

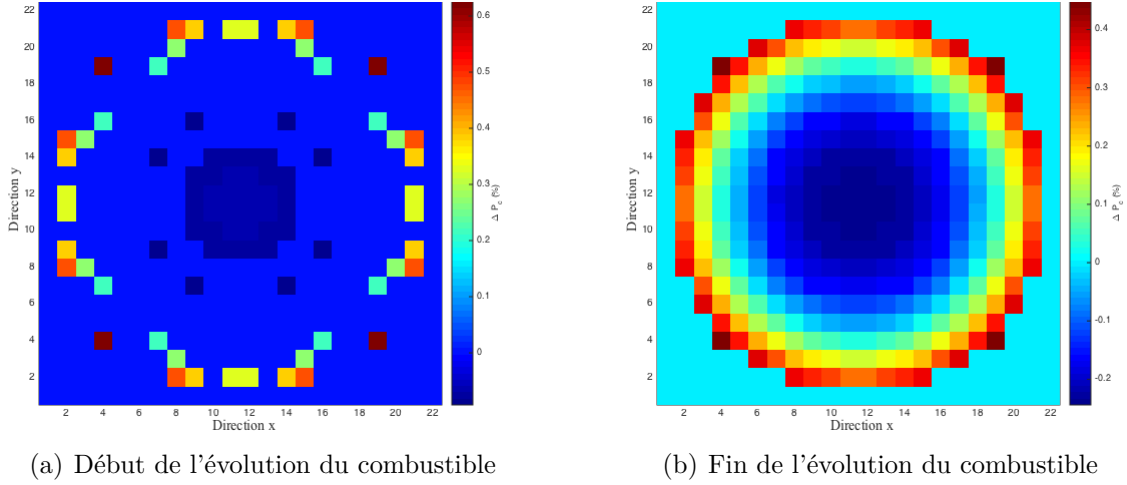


Figure 7.13 Différences relatives de puissance par canal  $\Delta P(\%)$  en début et en fin de l'évolution du combustible

La figure 7.14 présente la variation de puissance axiale le long du canal ayant la puissance de canal la plus élevée. L'allure de variation des puissances axiales du calcul FBM est cohérente avec les puissances du calcul CPO. Initialement, la densité et la température du caloporteur et du combustible à l'entrée du canal sont assez élevées. La consommation du combustible située en bas du canal est plus élevée. Au fur et aux mesures que le temps d'évolution augmente, le profil de puissance axial s'aplatit.

### 7.2.2 Effet de puissance

La mise à jour du modèle FBM associe l'effet de la variation de la puissance sur les sections efficaces macroscopiques aux déviations des concentrations isotopiques du  $^{233}\text{Pa}$  et d' $^{233}\text{U}$  et du  $^{135}\text{Xe}$  par rapport à leurs concentrations nominales. Pour évaluer l'effet des corrections de ces isotopes sur la distribution de puissance du coeur CANDU-SCWR, trois calculs DONJON sont réalisés :

1. Un premier calcul de coeur de type CPO homogène : ce calcul utilise une seule base de donnée de type COMPO issue d'un calcul de cellule DRAGON en milieu infini de la grappe nominale. Dans DONJON, la bibliothèque de section efficace est interpolée seulement en fonction du burnup avec le module CRE.

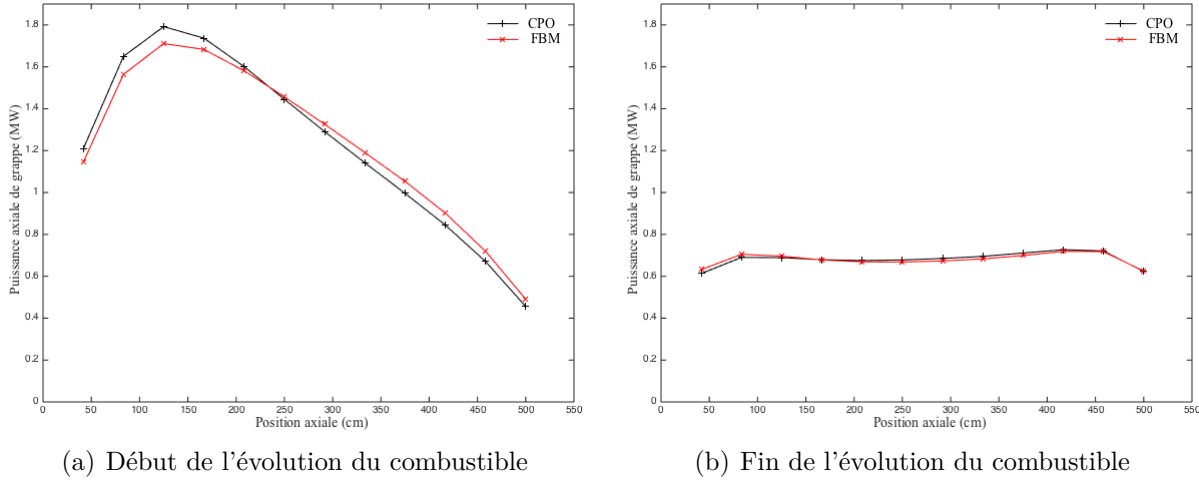


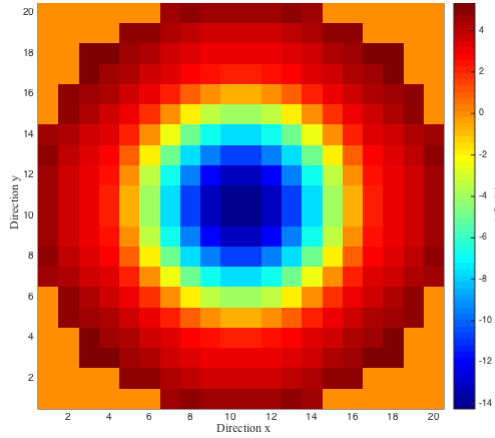
Figure 7.14 Profil de puissance axiale du calcul CPO hétérogène et du calcul FBM

2. Un deuxième calcul de coeur est réalisé avec la base de données de type FBM. Pour chaque pas de burnup, la déviation de la section efficace macroscopique est évaluée en fonction de la concentration de l'uranium et du protactinium seulement. Les paramètres locaux de la cellule  $T^f$ ,  $N^c$ ,  $T^c$ ,  $N^m$ ,  $T^m$  et la pureté du modérateur ainsi que la concentration du xénon et du samarium sont pris à leurs valeurs nominales. Ce calcul permet d'évaluer l'effet des concentrations isotopiques de l' $^{233}\text{U}$  et du  $^{233}\text{Pa}$  sur la distribution de puissance du coeur. La concentration du xénon est égale à la concentration de référence.
3. Un troisième calcul de coeur équivalent au calcul 2 est réalisé avec DONJON. En plus des corrections de l'uranium et du protactinium, la concentration du xénon est corrigée à partir de sa concentration d'équilibre.

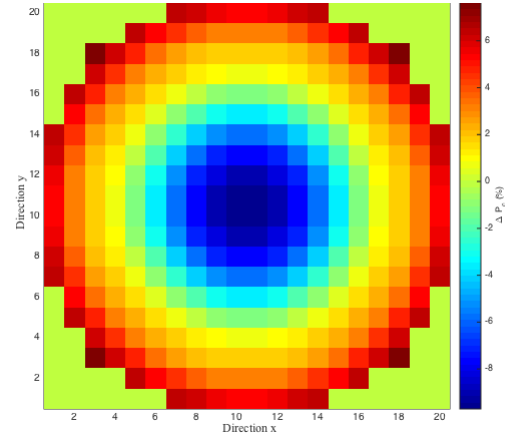
Les différences relatives de puissance de canal par rapport au calcul CPO homogène sont calculées par l'équation (7.7) sont présentées à la figure 7.15.

En début de l'évolution du combustible, les résultats de calcul CPO homogène et ceux du calcul FBM sont équivalents. En effet, la mise à jour du modèle FBM a besoin d'un niveau de flux neutronique initial pour initier l'évolution isotopique du thorium. Le niveau de flux choisi est relatif au fonctionnement nominal de la grappe. Ainsi, à  $t = 0$  jours, FBM utilise, par défaut, les données relatives à la puissance de référence pour calculer la première carte de puissance du coeur.

En fin d'évolution, les différences  $\Delta P_c$  sont négatives au centre du coeur et elles sont de l'ordre de  $-4\%$  et de  $-1.5\%$  pour le cas de correction de puissance avec (XEEQ) et sans (XEREF) la correction du xénon, respectivement. La mise à jour du modèle FBM aplatit



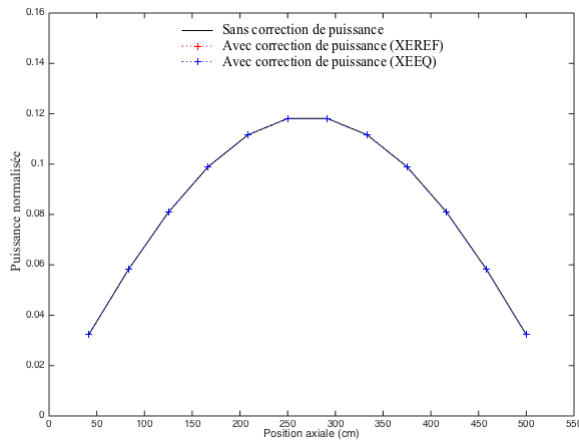
(a) Avec correction de puissance (XEREF)



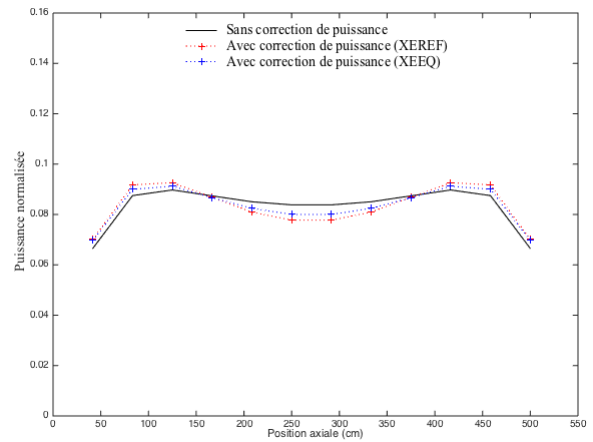
(b) Avec correction de puissance (XEEQ)

Figure 7.15 Différences relatives de puissance par canal  $\Delta P_c(\%)$  en fin de l'évolution du combustible

la distribution de puissance au centre du coeur. Le calcul de type CPO utilise les sections efficaces macroscopiques nominales pour calculer les puissances par grappe (et par canal). Les modèles FBM évaluent ces sections efficaces en fonction des concentrations isotopiques, calculées dans DONJON, selon le niveau de puissance de chaque grappe.



(a) Début de l'évolution du combustible



(b) Fin de l'évolution du combustible

Figure 7.16 Distribution axiale de puissance le long du canal

## 7.3 Simulation du rechargement du coeur

### 7.3.1 Présentation de la simulation

Le rechargement du combustible dans un réacteur CANDU-SCWR se fait à l'arrêt sur trois cycles différents (voir figure 4.8). Le délai entre l'arrêt et la remise en marche du réacteur est estimé à environ 29 jours (Pencer *et al.*, 2012). Le module **REFUEL** de DONJON est appelé à la fin de chaque cycle pour déplacer les canaux de combustible ou pour les recharger avec du combustible neuf. Brièvement, rappelons que la mise à jour du modèle FBM permet premièrement d'ajuster les concentrations isotopiques des canaux non rechargés au début de chaque cycle et deuxièmement de suivre l'évolution du combustible en tenant compte des manoeuvres de puissance dues aux déplacements des canaux entre les différentes régions du coeur.

Pour évaluer l'effet que peuvent produire ces corrections sur les paramètres neutroniques du réacteur en début du cycle (BOC) et à la fin du cycle (EOC) d'évolution du combustible, deux calculs de coeur sont comparés :

1. Un calcul de coeur de type FBM avec interpolations des sections efficaces en fonction des variations de  $T^f$ ,  $N^c$  et  $T^c$  le long du canal (calcul sans correction de puissance).
2. Un calcul de type FBM avec interpolations des sections efficaces en fonction des variations de  $T^f$ ,  $N^c$  et  $T^c$  le long du canal et du niveau de puissance de la grappe. Les options AFMIF et XEEQ sont utilisées pour évaluer les concentrations isotopiques du protactinium  $^{233}\text{Pa}$ , d'uranium  $^{233}\text{U}$  et du xénon (calcul avec correction de puissance).

La réactivité initiale  $\rho$  du coeur à combustible neuf

$$\rho \text{ (mk)} = 1000 \left( \frac{k_{\text{eff}} - 1}{k_{\text{eff}}} \right) \quad (7.8)$$

est assez élevée et elle est de l'ordre de 214 mk. La longueur du premier cycle  $L$ , évaluée à partir du temps d'évolution  $t_i$  et  $t_f$

$$L \text{ (jours)} = t_f - t_i \quad (7.9)$$

est de l'ordre de 1200 jours. Pour faciliter le contrôle du réacteur au début de chaque cycle, une concentration de bore naturel est ajoutée au modérateur pour réduire la réactivité initiale à environ 100 mk (Raouafi, 2017). La concentration du bore choisie pour le modèle de coeur étudié est égale à 200 ppm, elle réduit la réactivité initiale à 106 mk (voir tableau 7.4).



Tableau 7.4 Effet de la concentration du bore sur la réactivité initiale et la longueur du premier cycle

La concentration du bore	$\rho(mk)$	Longueur du premier cycle (jours)
150 ppm	133	602
200 ppm	106	425
250 ppm	91	330

### 7.3.2 Évaluation des concentrations isotopiques

La figure 7.17 présente les concentrations isotopiques du  $^{233}\text{Pa}$ , de l' $^{233}\text{U}$  et du  $^{135}\text{Xe}$  calculées par le modèle FBM au plan  $n^\circ 6$  du coeur, à la fin du cycle  $n^\circ 1$  (à gauche) et au début du cycle  $n^\circ 2$  (à droite). Ces concentrations isotopiques sont calculées par les procédures AFMFPC et AFMSHU du module **AFM**. À la fin du cycle  $n^\circ 1$ , elles sont équivalentes aux concentrations d'équilibre. Pour le protactinium et le xénon, les équations

$$N^{Pa,eq} = \frac{\sigma_a^{Pa} \phi^{eq}}{\lambda_{Pa}} \quad (7.10)$$

$$N^{Xe,eq} = \frac{(\gamma_X + \gamma_I) \Sigma_f \phi^{eq}}{\lambda_X + \sigma_a^X \phi^{eq}} \quad (7.11)$$

montrent que leurs concentrations sont directement proportionnelles au niveau du flux (puissance) de la grappe. La forme de leurs distributions radiales doit suivre la forme aplatie de la distribution radiale de puissance en fin du cycle.

La concentration d'équilibre de l' $^{233}\text{U}$

$$N^{U,eq} = \frac{\lambda_{Pa}}{\sigma_a^{Th} \phi^{eq}} \quad (7.12)$$

est inversement proportionnelle au niveau de flux de la grappe. La forme de la distribution radiale de l' $^{233}\text{U}$  est en forme de cloche (voir figure 7.17).

La fin du cycle  $n^\circ 1$  se poursuit par un arrêt de 29 *jours* au cours duquel le premier rechargement du combustible prend place. Le 1/3 du coeur est remplacé par du combustible neuf (carrés avec la couleur bleue sur la figure 7.17). Les concentrations isotopiques du  $^{233}\text{Pa}$ , de l' $^{233}\text{U}$  et du  $^{135}\text{Xe}$  de ces grappes sont nulles. Les canaux restants (carrées avec tons de rouge et de verts) sont manipulés selon le plan de rechargement de la figure 4.8. Les concentrations

isotopiques initiales de ces grappes dépendent des concentrations d'équilibre. Elles sont évaluées en fonction du niveau de puissance à leurs positions finales avant le rechargement. La concentration du xénon s'annule au redémarrage du réacteur (voir figure 7.17).

Au BOC  $n^{\circ}2$ , les sections efficaces macroscopiques sont évaluées par AFM en fonction du burnup, des températures  $T^c$ ,  $T^f$ , de la densité  $N^c$ , du bore et des concentrations isotopiques du  $^{233}\text{Pa}$ , d' $^{233}\text{U}$  et du  $^{135}\text{Xe}$ . L'interpolation des sections efficaces en fonction de la puissance à cette étape du calcul de coeur est de très grande importance.

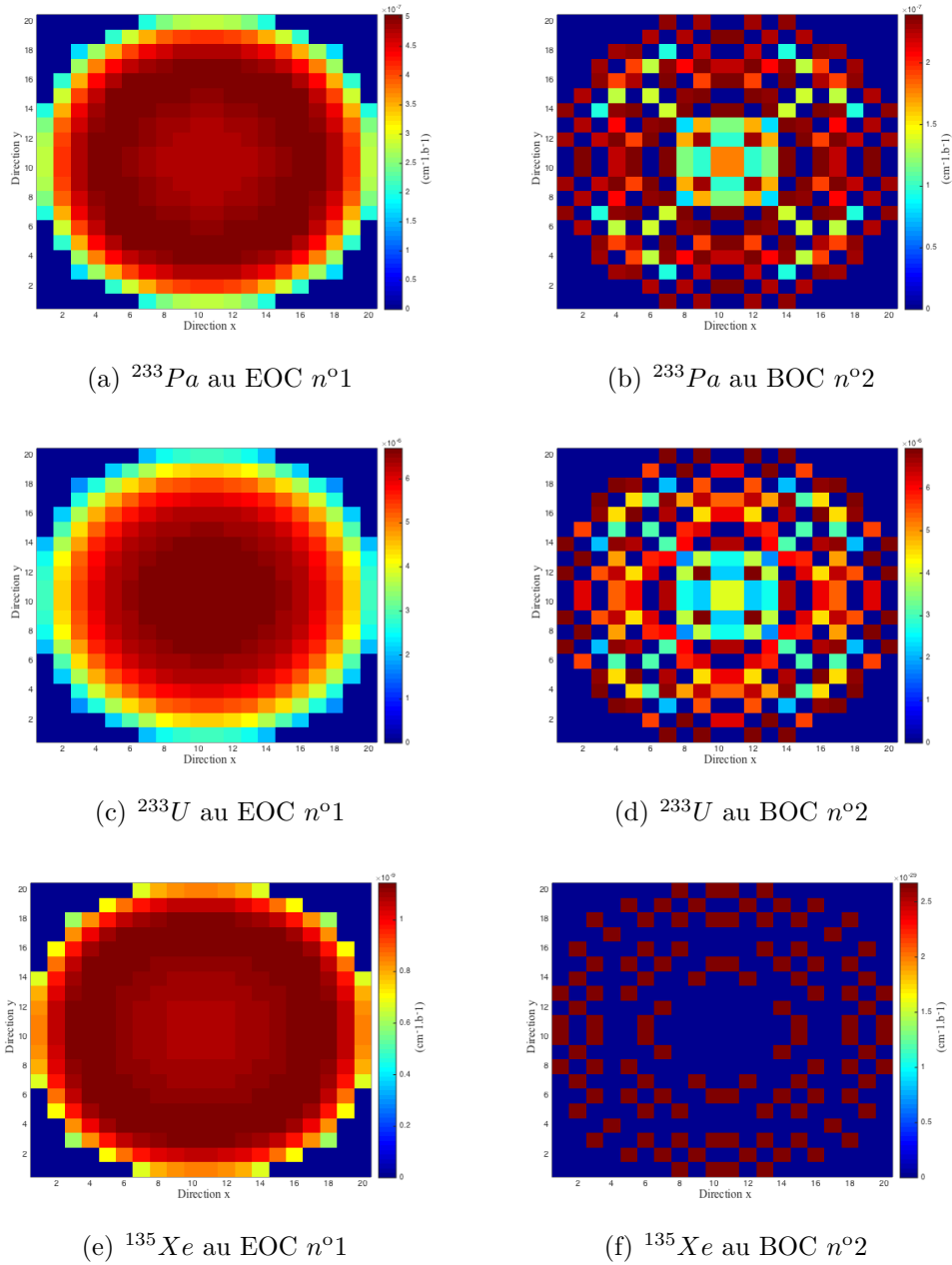


Figure 7.17 Concentrations isotopiques au EOC  $n^\circ 1$  (à gauche) et au BOC  $n^\circ 2$  (à droite)

### 7.3.3 Effet des manoeuvres de puissances sur la réactivité du coeur

Pour distinguer l'effet produit par les manoeuvres de puissance de celui de l'ajustement des concentrations isotopiques en début de chaque cycle, le calcul de coeur FBM est testé sans l'option de correction des isotopes au redémarrage du réacteur (autrement dit, seulement les manoeuvres de puissances sont considérées).

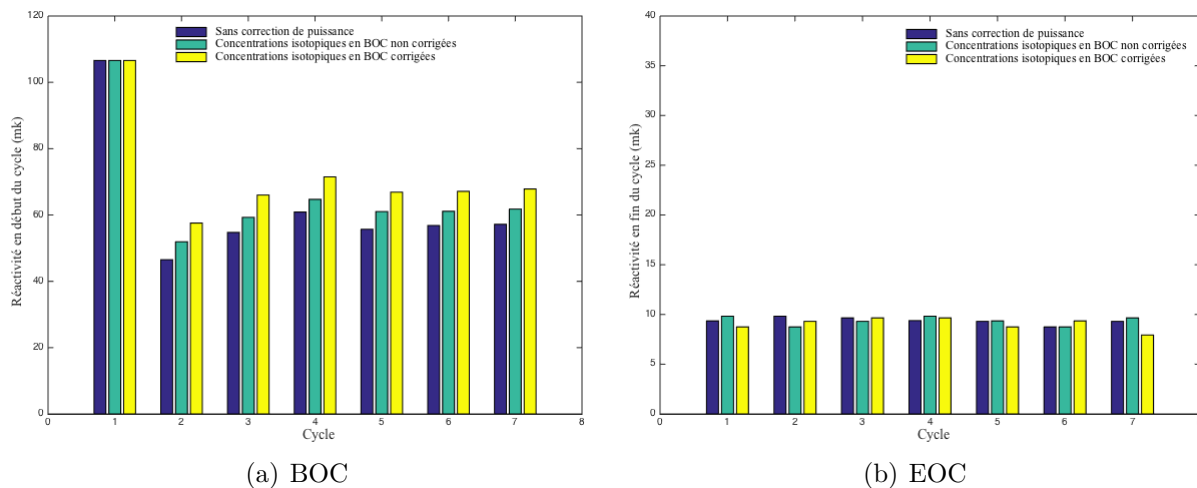


Figure 7.18 La réactivité du coeur en début et en fin des cycles

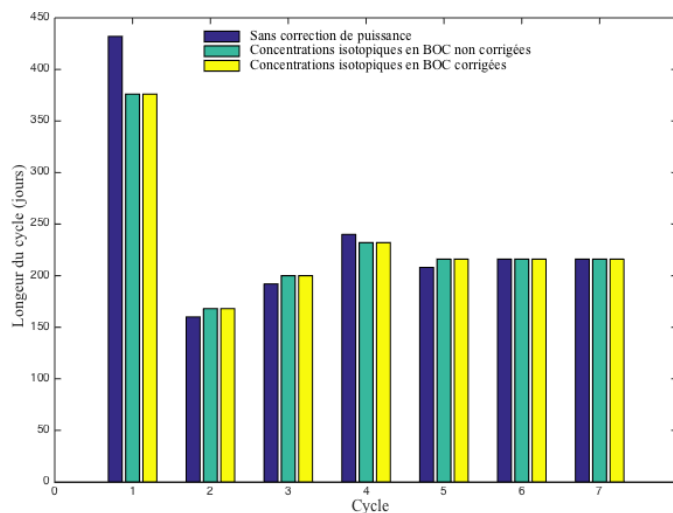


Figure 7.19 La longueur des cycles

La figure 7.18 présente la réactivité en début et en fin des sept premiers cycles étudiés. Notons ici, que la fin d'un cycle donné est contrôlée par sa réactivité qui s'estime à environ  $10 \text{ mk}$  en fin du cycle (réactivité approximative due à la présence des mécanismes de réactivité dans le coeur (Pencer *et al.*, 2012)). La longueur de cycles  $L$  est présentée à la figure 7.19. À partir du troisième cycle, la différence de réactivité en début de cycle se stabilise à environ  $3 \text{ mk}$  et  $9 \text{ mk}$  pour le calcul sans et avec l'option de correction des concentrations isotopiques, respectivement. L'effet du changement de l'inventaire isotopique, particulièrement du xénon qui s'annule et du protactinium qui diminue, au redémarrage du réacteur est très important sur la réactivité initiale de chaque cycle. L'effet de la prise en compte des manoeuvres de

puissance est moins élevé. Les trois calculs étudiés retournent la même longueur du cycle en fin du cycle 7. Ceci est dû au fait que la concentration du xénon retourne à sa valeur d'équilibre dès le premier jour qui suit le redémarrage du réacteur. Nous montrerons aux sections suivantes que l'effet des manoeuvres de puissance est plus important sur la distribution de puissance radiale et axiale.

#### 7.3.4 Effet des manoeuvres de puissances sur la distribution radiale de puissance

Les figures 7.20 et 7.21 présentent les puissances maximales de canal et de grappe en début et en fin de cycle issues des calculs avec et sans l'option de correction de puissance (ajustement des concentrations isotopiques et simulation des manoeuvres de puissance). Ces données sont imprimées avec les mots clés SEND MaxP du module POWER de DONJON. Les puissances par canal sont normalisées dans DONJON à la même puissance thermique de sortie du réacteur 2540 MW. Les déviations  $\Delta P_c$  calculées par l'équation

$$\Delta P_c(\%) = 100 \frac{(P_c^2 - P_c^1)}{P_c^1} \quad (7.13)$$

où, les indices 1 et 2 sont mis pour les calculs sans option de correction de puissance et avec l'option de correction de puissance, sont présentés à la figure 7.22.

En début de cycle, les puissances de canal calculées avec la correction de puissance sont plus élevées d'environ 13% au centre du coeur. L'ajustement des concentrations isotopiques et la prise en compte du niveau de puissance de la grappe sont à l'origine de ces différences. En effet, les différences les plus élevées (en valeur absolue) sont obtenues pour les canaux situés au centre et à la périphérie du coeur. Les canaux situés au centre du coeur sont des canaux de 2<sup>e</sup> site d'exposition. Autrement dit, ce sont des canaux déplacés vers le centre du coeur et brûlés à un niveau de puissance assez élevé. Les canaux situés à la périphérie du coeur sont, majoritairement, des canaux de 1<sup>e</sup> et de 3<sup>e</sup> site d'exposition. Ces canaux contiennent du combustible neuf ou du combustible très consommé et elles sont soumises à des niveaux de puissance faibles.

En fin du cycle, la correction de puissance permet d'aplatir la distribution radiale en réduisant le pic d'environ 4 % (voir figure 7.22).

#### 7.3.5 Effet des manoeuvres de puissances sur la distribution axiale de puissance

L'effet de la correction de puissance au cours de l'évolution du combustible sur la distribution axiale de puissance est étudié. Les profils de puissance axiale le long des canaux ayant les

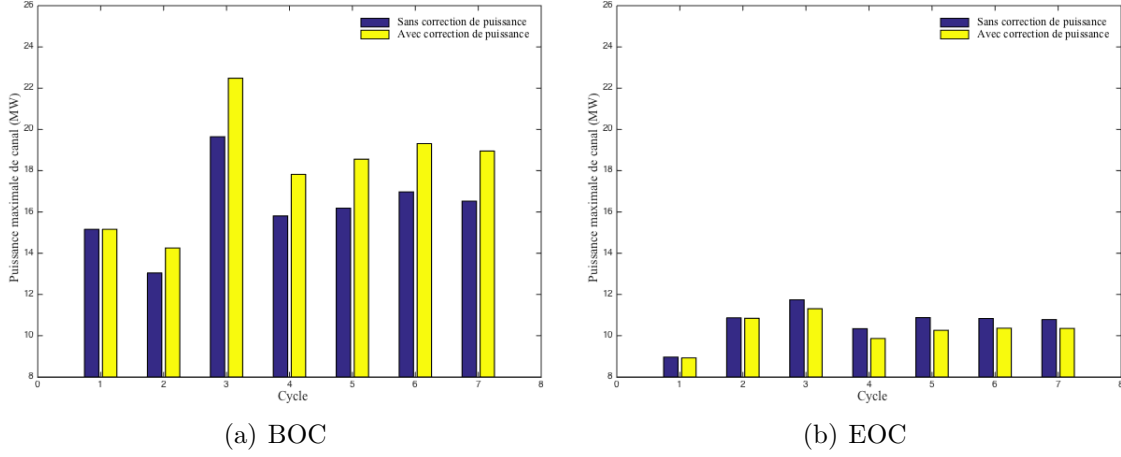


Figure 7.20 La puissance maximale du canal en début et en fin des cycles

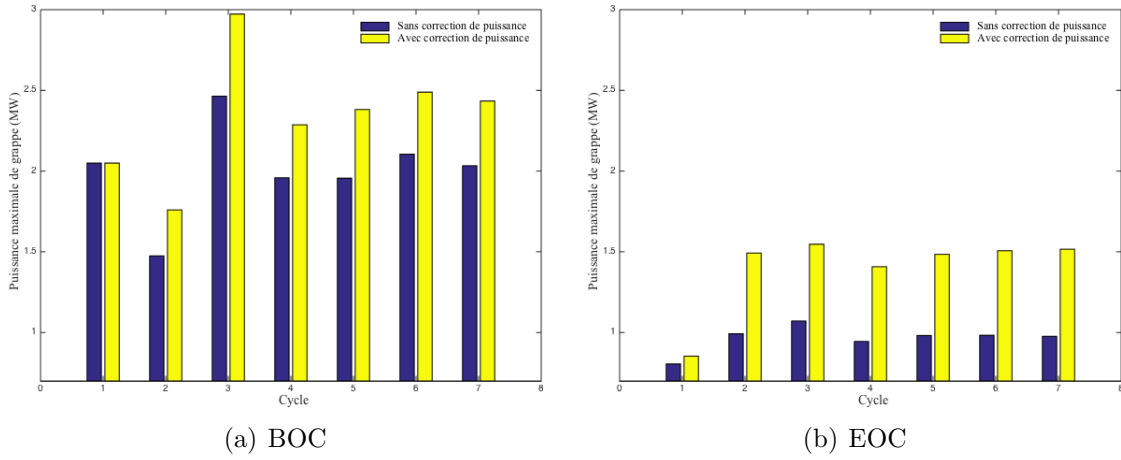


Figure 7.21 La puissance maximale de grappe en début et en fin des cycles

puissances maximales de canal les plus élevées sont présentées en début des cycles et en fin des cycles sur les figures 7.23 et 7.24, respectivement. Les puissances de grappe de chaque calcul sont normalisées par rapport à la puissance totale du canal ( $P_c^1 + P_c^2$ ) comme suit

$$P_g^n = \frac{P_g}{P_c^1 + P_c^2} \quad (7.14)$$

En début de cycle, la forme des deux profils suit la forme de la densité du caloporteur le long du canal. Un décalage vers l'entrée du canal est observé pour tous les cycles. Les puissances des grappes situées en bas du coeur et calculées sans la correction de puissance sont sous-estimées. Les puissances des grappes situées en haut du coeur sont pour leur part sur estimées.

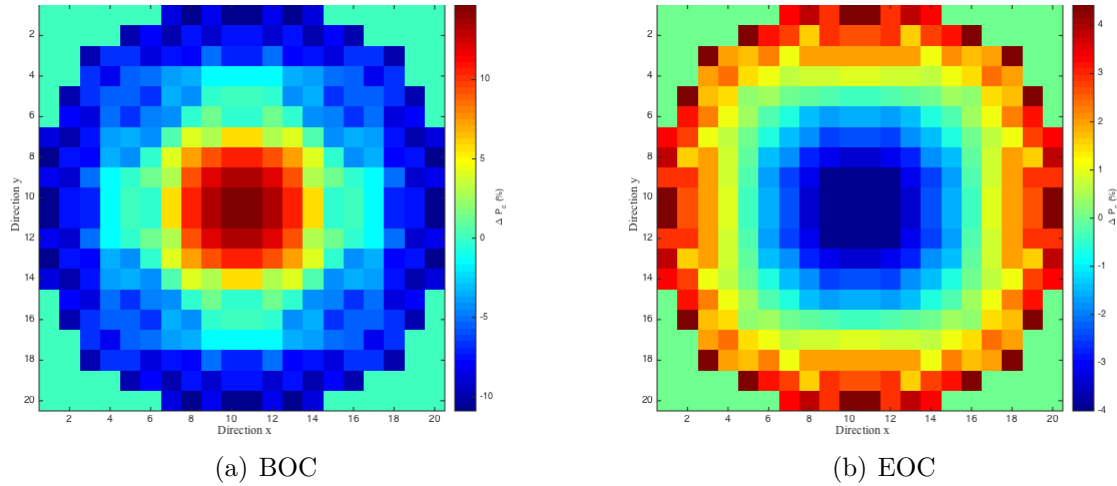


Figure 7.22 Différences relatives en puissance de canal à l'équilibre (cycle 7)

En fin du cycle, les profils de puissance axiaux ont un comportement très différent :

- Les profils de puissance calculés sans l'option de correction de puissance sont aplatis avec un léger décalage vers l'entrée du caloporteur.
- Les profils de puissance calculés avec la correction de puissance sont décalés vers la sortie du caloporteur. Les travaux de recherche de Harrison (2015) confirment ce comportement. Le profil de puissance axial d'un canal calculé par DRAGON s'aplatit au cours de l'évolution du combustible puis il commence à osciller entre la sortie et l'entrée du canal (voir figure 7.26). Ces oscillations peuvent s'expliquer par le fait que les processus de production et de disparition de xénon et de l'uranium, simulés dans AFM, sont opposés. En effet, le décalage du profil de puissance initiale vers l'entrée du caloporteur favorise la production du xénon de cette région. De l'autre côté du canal, le faible niveau de puissance favorise la production d'uranium (moins d'absorption parasite dans le protactinium). Ce processus continu jusqu'à ce que le profil de puissance axial du canal s'aplatisse, et ce vers la moitié du cycle (MOC). La figure 7.25 présente un exemple du profil de puissance du canal en BOC, MOC et EOC du cycle 7. L'évolution du combustible jusqu'à la fin du cycle, décale le profil de puissance vers la sortie du caloporteur. Les travaux de recherche de Reiss *et al.* (2011) montrent que la correction de la température du combustible  $T^f$  en fonction de la puissance peut corriger le problème.

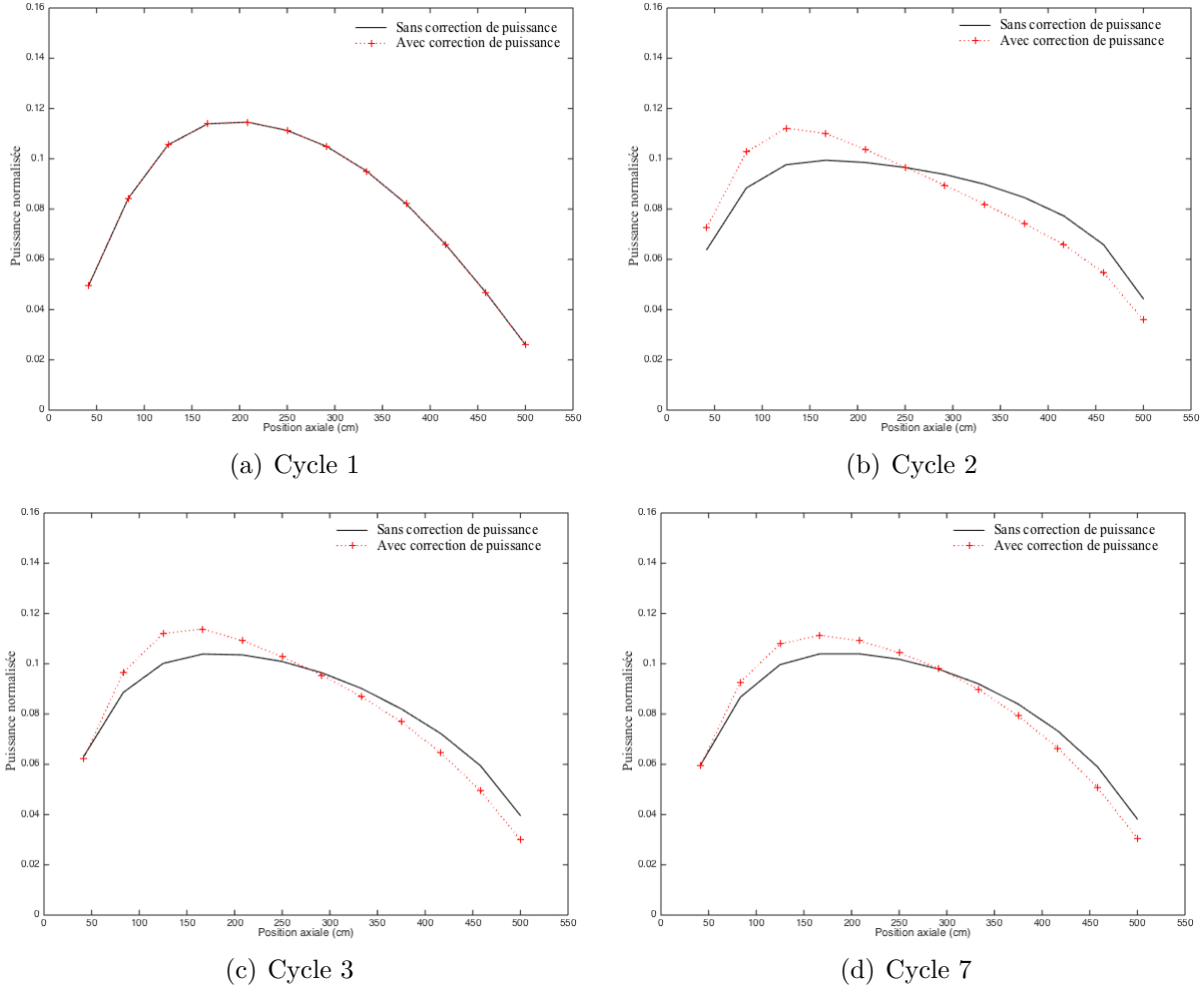


Figure 7.23 Distribution de puissance axiale en début des cycles

#### 7.4 Conclusion sur l'adaptation de FBM aux réacteurs CANDU-SCWR

Les résultats de simulation de la grappe par FBM montrent une bonne cohérence avec les résultats DRAGON. Les déviations maximales  $\Delta k_{\text{eff}}$  calculées pour la densité et la température du caloporteur sont de l'ordre de 0.56 mk et 0.46 mk. Les déviations  $\Delta k_{\text{eff}}$  relatives au traitement de l'effet de puissance sont légèrement plus élevées et elles dépendent du niveau de puissance par rapport au niveau de référence.

Les résultats du calcul de coeur par FBM pour la simulation de l'effet de densité et de température (sans correction de puissance) sont comparés aux résultats de calcul de coeur de type CPO hétérogène. Les déviations des puissances par canal  $\Delta P_c$  les plus élevées sont de l'ordre de 0.4% et elles sont obtenues pour les canaux périphériques du coeur. Le profil de puissance axial obtenu en début de l'évolution du combustible suit le profil de température



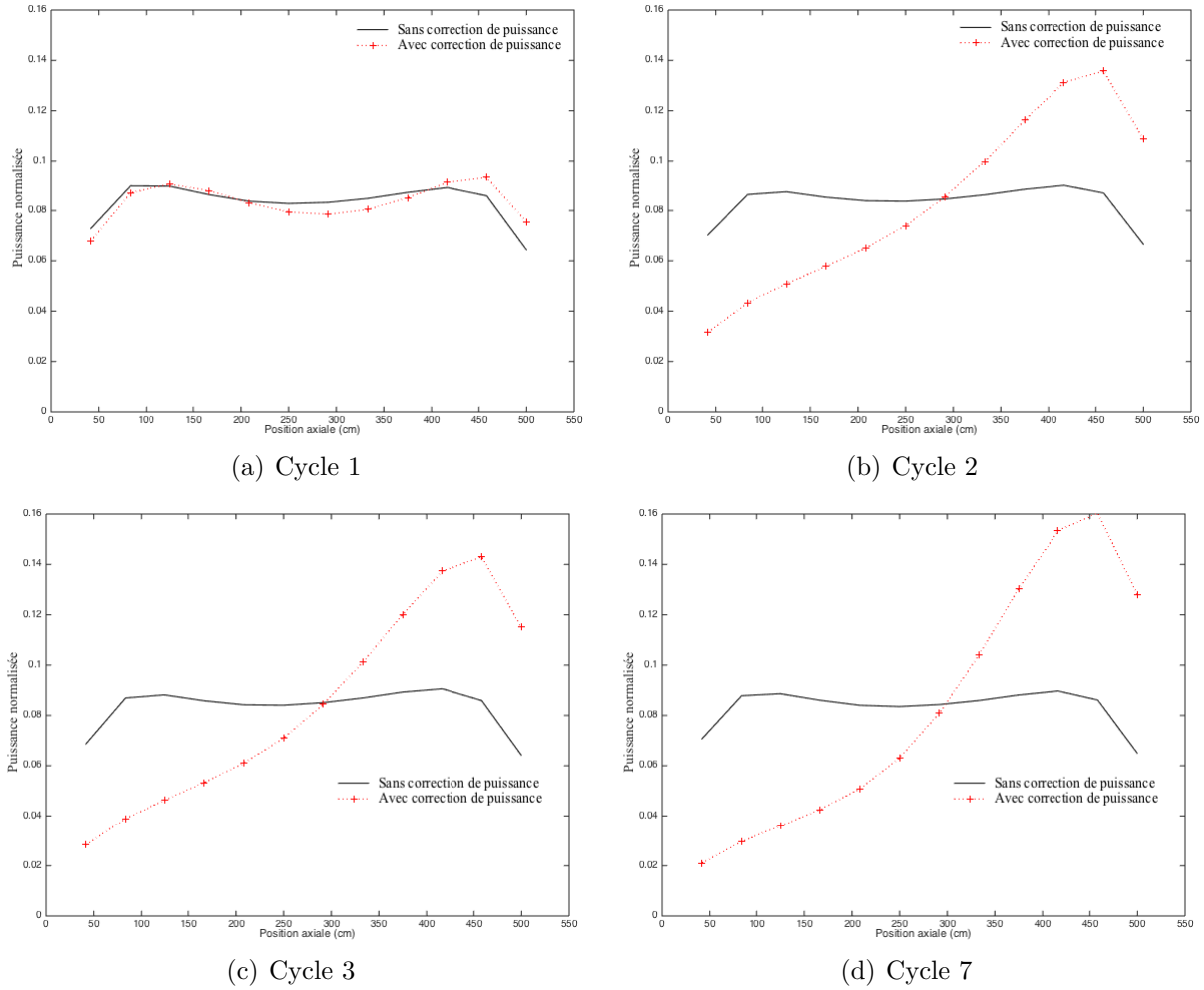


Figure 7.24 Distribution de puissance axiale en fin des cycles

et de densité du caloporteur le long du canal. La distribution finale du taux de combustion permet d'aplatir la distribution de puissance axiale.

Le calcul de coeur relatif à la cellule isolée (sans simulation du profil axial de température et de densité du caloporteur) montre que la correction de puissance permet d'aplatir la distribution de puissance radiale. Les déviations  $\Delta P_c$  calculées par rapport aux calculs de coeur de type CPO homogène sont de l'ordre de -6% au centre du coeur. Le profil de puissance axial est légèrement influencé par cette correction. Les plans du coeur les plus influencés sont les plans ayant les puissances les plus faibles et qui sont en contact avec les réflecteurs axiaux.

Le calcul de coeur complet avec simulation des variations axiales de température ( $T^c$  et  $T^f$ ) et de densité ( $N^c$ ) et avec la correction de puissance montre que les effets de puissance et de densité de caloporteur sont plus importants. La distribution de puissance axiale en début de l'évolution du combustible (BOC1) est décalée vers l'entrée du canal où la densité du

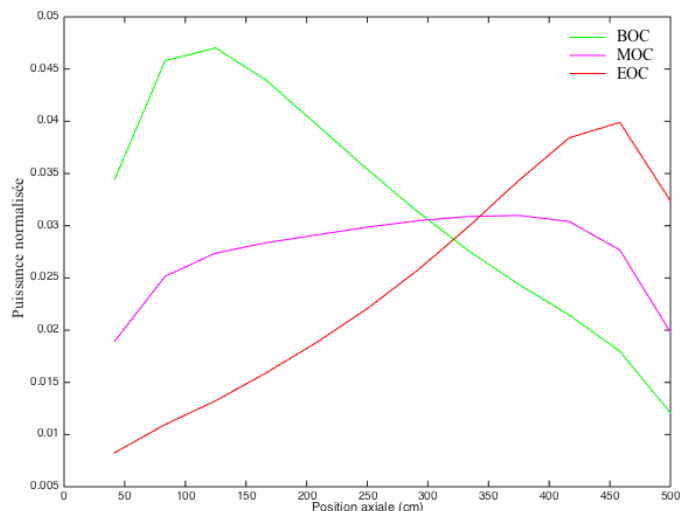


Figure 7.25 Profil de puissance du canal au cycle  $n^{\circ}7$  calculé par AFM

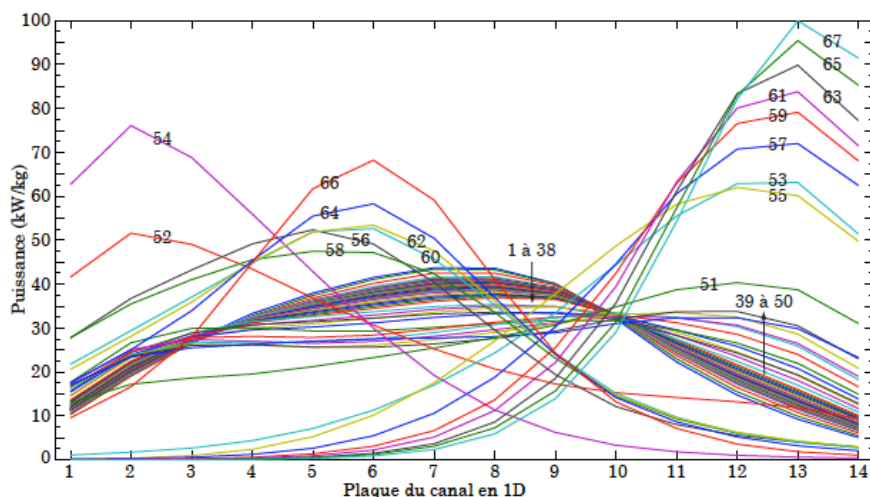


Figure 7.26 Profil de puissance d'un canal en 1D calculé par DRAGON (Harrison, 2015)

caloporteur est la plus élevée. L'évolution du combustible à différents niveaux de puissance, qui dépend de la densité du caloporteur, favorise la production de l'uranium à la sortie du caloporteur. La distribution de puissance axiale en fin du cycle (EOC 1) se décale vers la sortie du caloporteur. L'ajustement des concentrations isotopiques et la simulation des manoeuvres de puissance en début des cycles accentuent les effets couplés de puissance et de densité de caloporteur.

À la fin de ce chapitre, il est important de souligner les points suivants qui pourraient être améliorés :

- La méthode de calcul des concentrations du protactinium et de l'uranium implémentée dans FBM dépend fortement de la chaîne d'évolution isotopique du thorium. Les équations de désintégrations isotopiques utilisées pour déterminer la variation du  $^{233}\text{Pa}$  et de l' $^{233}\text{U}$  sont dérivées de la chaîne d'évolution isotopique du module LIB de DRAGON. Cette chaîne d'évolution est très simplifiée et elle devrait être révisée pour vérifier s'il est nécessaire de faire appel à l'évolution complète du thorium.
- Les concentrations isotopiques de l'uranium et du protactinium dépendent directement de leurs sections efficaces microscopiques. Une étude plus approfondie de l'effet des bibliothèques de sections efficaces sur l'inventaire du combustible à thorium en évolution serait nécessaire.
- L'effet de puissance sur les isotopes du plutonium et du samarium est négligé comparé à l'effet du burnup. Une méthode de calcul permettant de considérer à la fois les isotopes de la chaîne du thorium et la chaîne du plutonium pourrait améliorer la précision des calculs de coeur.
- Le niveau de puissance supérieur utilisé pour créer la base de données FBM doit être révisée. Le calcul de coeur FBM montre que la grappe peut être soumise à des niveaux de puissance plus élevée que 1750 kW.
- L'utilisation de la concentration d'équilibre du xénon pour corriger l'effet de puissance pourrait être remplacée par une équation mieux adoptée à la cinétique du xénon.

## CHAPITRE 8 OPTIMISATION ET SÉLECTION DES CELLULES COMPACTES PERFORMANTES

Ce chapitre est dédié à la présentation des résultats de calcul de cellule en transport. Ces résultats permettent d’avoir un premier aperçu des propriétés neutroniques des cellules hexagonales qui seront proposées pour le coeur CANDU-SCWR compact. L’objectif de l’étude de ces cellules n’est pas de mettre en doute la performance de la cellule cartésienne ordinaire. C’est plutôt l’ouverture d’autres voies de recherche menant à la proposition d’un nouveau modèle de coeur CANDU-SCWR plus performant. Les résultats de cette partie du projet de recherche ont été présentés dans le cadre d’une conférence en début de la thèse (Bejaoui et Marleau, 2014).

Le contenu de ce chapitre se divise en trois parties. La première partie présente une évaluation des propriétés neutroniques de la cellule hexagonale, équivalente à la cellule cartésienne standard. Le facteur de multiplication infini  $k_\infty$ , le spectre neutronique, les taux de réaction, le rapport d’inventaire fissile *FIR* et le coefficient de réactivité du vide *CVR* seront étudiés par SERPENT et DRAGON. Il est à noter que, pour cette partie du chapitre, nous n’attendons pas à avoir des différences très significatives entre les résultats de simulation du modèle standard et du modèle hexagonal puisque le seul paramètre qui change entre les deux modèles est le type du réseau.

La deuxième partie présente les différentes cellules hexagonales qui ont été étudiées et sélectionnées pour le modèle compact.

Finalement, la troisième partie fait appel au modèle FBM pour générer les bases de données pour le calcul de coeur.

### 8.1 Évaluation des propriétés neutroniques de la cellule hexagonale

Comme introduit au chapitre 5, DRAGON permet la résolution de l’équation de transport sur les géométries cartésiennes et hexagonales. Le calcul de flux se fait sur une géométrie discrétisée en plusieurs régions. La dernière mise à jour du module *NXT* utilise deux méthodes différentes pour l’analyse des deux géométries. La cellule hexagonale est discrétisée en  $N$  hexagones concentriques, chacun est subdivisé en  $6N^2$  triangles équilatéraux. La cellule cartésienne, quant à elle, est couverte par une discrétisation cartésienne. Dans les deux cas, les crayons de combustible de la grappe sont discrétisés radialement.

Pour garantir une cohérence lors de la comparaison des deux modèles, nous avons eu recours,

premièrement, au code SERPENT qui utilise la géométrie exacte de la cellule pour calculer ces paramètres neutroniques. Deuxièmement, nous avons fait appel au module EXCELT de DRAGON pour analyser les deux géométries avec les mêmes options de maillage, seulement des discrétisations radiales ont été utilisées (voir figure 8.1). Dans ce cas, les paramètres de tracking qui ont été utilisés sont définis par TISO 5 8.13. Par la suite, la dernière mise à jour du module NXT a été utilisée et ses résultats ont été comparés avec les résultats SERPENT. Dans les deux cas du calcul DRAGON (EXCELT et NXT), l'analyse de la géométrie est réalisée avec des erreurs maximales sur le volume et la surface inférieures à 1% et 2%, respectivement. La résolution de l'équation de transport a été réalisée par la méthode des probabilités de collision et la bibliothèque de sections efficaces microscopiques qui a été utilisée est ENDF/B7 à 69 groupes d'énergie sous format WIMS-D. Pour les simulations SERPENT, la même bibliothèque a été utilisée (ENDFB7) mais sous format ACE. Rappelons que les bibliothèques de ce format sont développées avec un nombre de sections efficaces ponctuelles très élevé (plus de 10 000 valeurs) ce qui permet de considérer une répartition quasi continue en énergie et ainsi avoir des sections efficaces beaucoup plus proches de celles d'origines. Les calculs d'évolution du combustible au cours du temps ont été réalisés dans les deux codes avec une densité de puissance constante égale à  $45.99 \text{ kW/kg}$ .

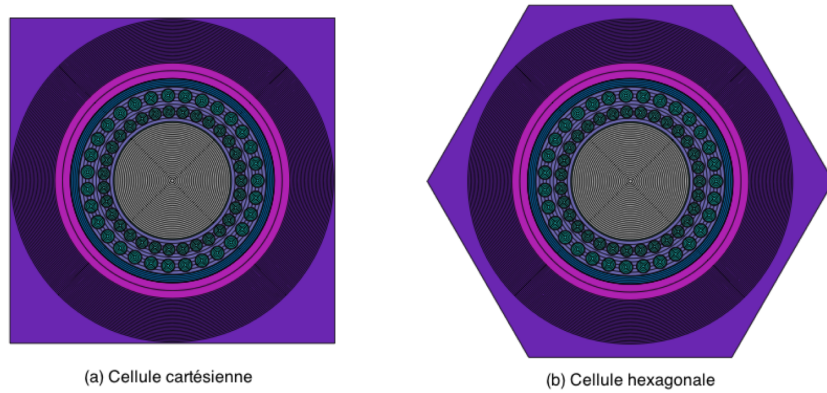


Figure 8.1 Modèles de cellule cartésienne (a) et cellule hexagonale (b) analysés par le module EXCELT de DRAGON

### 8.1.1 Présentation de la cellule cartésienne et la cellule hexagonale de référence

La figure 8.2 présente les modèles de cellule hexagonale et de cellule cartésienne étudiées par SERPENT. Elles correspondent à la grappe CANDU-SCWR à 62 crayons présentée à la section 3.2.

La cellule cartésienne étudiée est de pas du réseau  $L^c = 25 \text{ cm}$ . Ainsi, les distances qui

séparent la cellule de ses quatre premiers voisins et ses quatre deuxièmes voisins sont égales à  $L_1^c = 25 \text{ cm}$  et  $L_2^c = 25 \times \sqrt{2} = 35.35 \text{ cm}$ , respectivement.

La cellule hexagonale étudiée, qui lui est équivalente et identifiée par la cellule de référence, est telle que son pas du réseau  $L^h$  conserve le volume du modérateur  $V_m$  :

$$V_m = L^c{}^2 - \pi r_{tf}^2 = 367.6957 \text{ cm}^2 \quad (8.1)$$

avec  $r_{tf}$  est le rayon externe du tube de force. Le côté de l'hexagone est donné par la relation suivante :

$$h_{max} = L^c \sqrt{2/3\sqrt{3}} = 15.51 \text{ cm} \quad (8.2)$$

et le pas du réseau qui lui est associé est de

$$L_{max}^h = \sqrt{3}h_{min} = L^c \sqrt{2/\sqrt{3}} = 26.8642 \text{ cm} \quad (8.3)$$

Dans ce cas, la distance qui sépare la cellule hexagonale de ses six premiers voisins est constante et elle est égale à  $L_1^h = L_{max}^h = 26.8642 \text{ cm}$ .

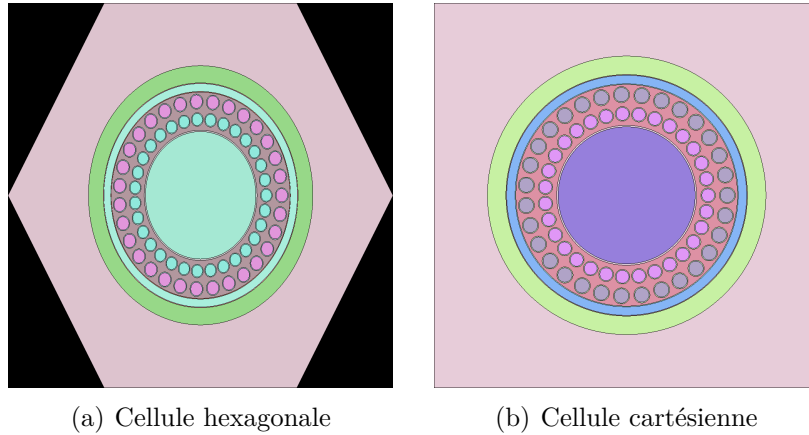


Figure 8.2 Les modèles SERPENT de la cellule hexagonale (a) et de la cellule cartésienne (b)

### 8.1.2 Le facteur de multiplication infini

Le tableau 8.1 présente les résultats du facteur de multiplication infini pour le combustible frais des deux cellules en milieu homogène infini. Les différences entre les résultats SERPENT

et les résultats DRAGON sont calculés comme suit :

$$\Delta k_{\infty}(mk) = 1000 \times (k_{\infty}^{\text{SERPENT}} - k_{\infty}^{\text{DRAGON}}) \quad (8.4)$$

et les différences entre les résultats de la cellule hexagonale et de la cellule cartésienne issus du même code sont calculées comme suit :

$$\Delta(mk) = 1000 \times (k_{\infty}^{\text{hexagonale}} - k_{\infty}^{\text{cartésien}}) \quad (8.5)$$

Tableau 8.1  $k_{\infty}$  pour le combustible frais

	Cellule cartésienne	Cellule hexagonale	$\Delta(mk)$
SERPENT	$1.29269 \pm 8.10^{-5}$	$1.29298 \pm 8.10^{-5}$	0.31
DRAGON (NXT)	1.29351	1.29440	0.89
$\Delta k_{\infty}(mk)$	-0.82	-1.42	-
DRAGON (EXCELT)	1.28931	1.28904	-0.27
$\Delta k_{\infty}(mk)$	3.38	3.90	-

Premièrement, les différences  $\Delta k_{\infty}$  obtenues entre les deux codes peuvent s'expliquer à la fois par une différence dans les bibliothèques de sections efficaces et par une différence due à la résolution de l'équation de transport. Les différences les plus importantes sont obtenues avec le cas DRAGON(EXCELT) vu que les géométries ne sont pas assez discrétisées (seulement des discrétisations radiales sont utilisées et les coins du modérateur ne sont pas couverts). Il est à mentionner qu'il est possible d'obtenir un gain plus significatif en précision en utilisant un maillage plus fin en énergie (bibliothèque à plus de 172 ou à 315 groupes d'énergies) et un meilleur traitement de l'autoprotection de résonnance (méthode des sous-groupes par exemple).

Deuxièmement, les différences  $\Delta$  montrent que la cellule hexagonale est légèrement plus réactive que la cellule cartésienne puisque son facteur de multiplication infini est plus élevé d'environ 0.31  $mk$  pour SERPENT et de 0.89  $mk$  pour DRAGON (NXT). La différence  $\Delta$  obtenue pour la simulation avec le module NXT (0.89  $mk$ ) peut s'expliquer par de légères différences dues à l'analyse des géométries : une discrétisation triangulaire versus une discrétisation cartésienne. Pour expliquer ces différences  $\Delta$ , nous rappelons que le facteur de multiplication infini se définit comme le rapport entre le taux de production de neutrons de fission et le taux de perte de neutrons par absorption et fuite. Cependant, en milieu infini (conditions aux frontières de réflexion isotropes avec un calcul de flux de TYPE K), le taux de

fuite est nul. Par conséquent, ces écarts  $\Delta$  proviennent, principalement, des différences dans les taux de fission et les taux d'absorption (*flux  $\times$  section efficace*) du fait que la répartition du modérateur sur les deux types de réseaux est différente (6 premiers voisins directs versus 4 premiers voisins directs).

Finalement, l'introduction d'un modèle de fuite, comme le modèle homogène de TYPE B1 (avec option PNL) ou des conditions aux frontières de vide (flux de neutrons rentrant nul) accroissent les différences  $\Delta$  (voir tableau 8.2). La valeur la plus importante est obtenue pour la simulation avec les conditions de vide (5.61  $mk$ ).

Tableau 8.2 Effet des conditions aux frontières et du modèle de fuite sur le  $k_\infty$

	Cellule cartésienne	Cellule hexagonale	$\Delta(mk)$
REFL (TYPE K)	1.29351	1.29440	0.89
VOID (TYPE K)	1.22407	1.22968	5.61
REFL (TYPE B1 PNL)	1.28117	1.28232	1.15

### 8.1.3 Le spectre neutronique

Le deuxième paramètre neutronique à vérifier lors de l'étude de performance de la cellule hexagonale est le spectre neutronique. Le graphique 8.3 présente la distribution de flux neutroniques (normalisé à l'unité) pour les deux types de cellules. Le comportement du flux de neutrons pour les 69 groupes d'énergies du combustible frais pour les conditions aux frontières étudiées précédemment est illustré aux graphiques 8.3(a), 8.3(c) et 8.3(b).

À première vue, la différence la plus importante entre les trois graphiques est relative au déplacement du spectre neutronique vers le domaine des énergies thermiques en passant des conditions aux frontières de vide aux conditions de frontières de réflexion blanche (avec et sans modèle de fuite). Avec un flux de neutrons rentrant (généralement assez ralentis) nul aux frontières d'une cellule non irradiée, l'apparition des neutrons provient principalement des fissions, qui sont d'énergie très élevée. La proportion des neutrons rapides et des neutrons dans le domaine des résonances de la cellule hexagonale est légèrement plus élevée.

L'utilisation d'un modèle de fuite, traduisant les échanges de neutrons entre les cellules du même réseau, entraîne une diminution globale du flux neutronique, quelque soit le type de la cellule (voir figure 8.3(a) pour le calcul sans un modèle de fuite et la figure 8.3(c) pour le calcul avec modèle de fuite).

De façon générale, les spectres neutroniques montrent une similitude assez importante au



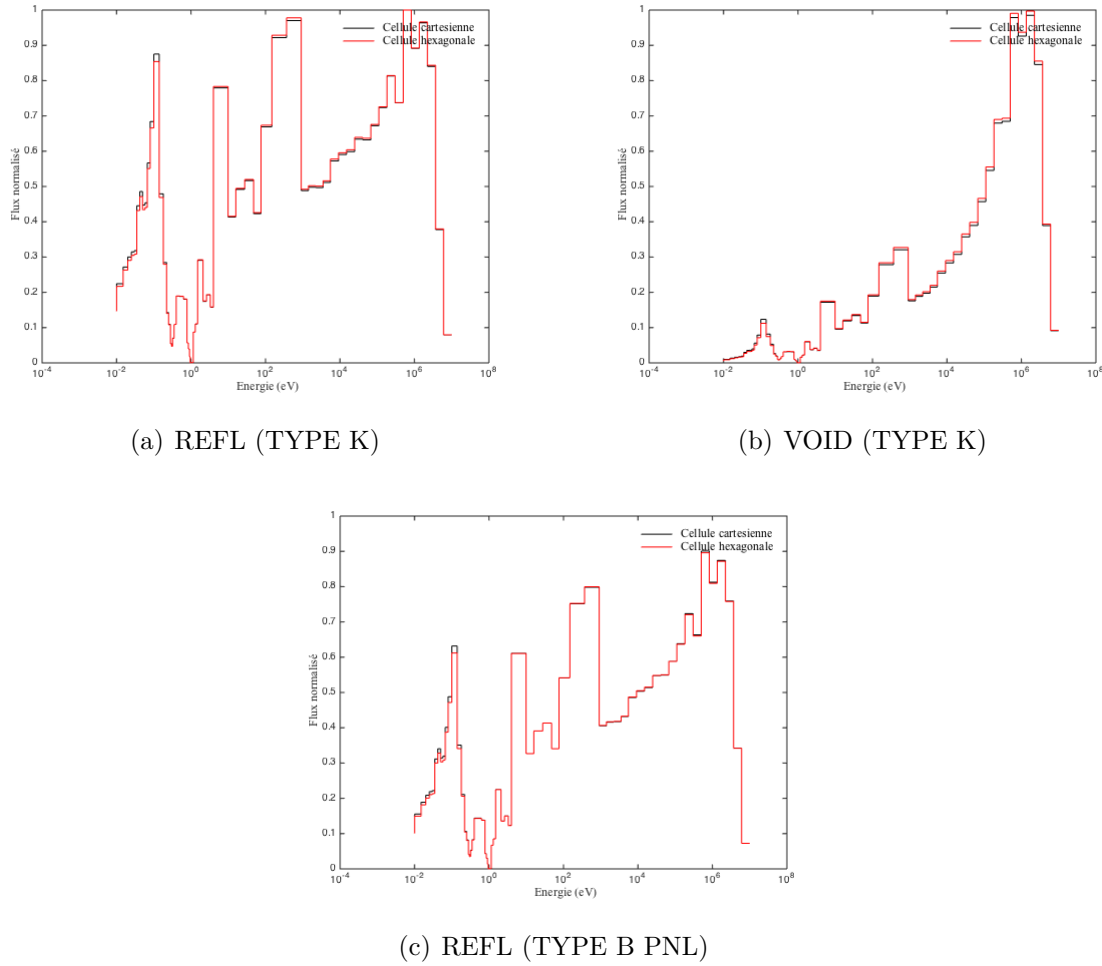


Figure 8.3 Variation du spectre neutronique

niveau du comportement des neutrons qui se distribuent en énergie de la même façon quelque soit le type de la cellule. La figure 8.4 vient appuyer cette affirmation. En effet, avec le traceur de taux de réaction mesh de SERPENT, il a été possible de représenter la distribution du flux thermique dans la cellule unitaire en dehors de la grappe de combustible (avec les tons de bleu) et la distribution de puissance dans les crayons de combustible (tons de rouge). Les deux cellules se comportent, dans l'ensemble, de la même façon : les mêmes distributions de puissances et donc les mêmes taux de fission sont obtenus.

Finalement, les taux de réaction multigroupe  $R$  homogénéisés sur le volume de la cellule ont été comparés. Le graphique 8.6 présente le taux d'absorption  $R_a$  et le taux de fission  $R_f$  pour le cas des conditions aux frontières de réflexion isotrope sans considération de modèle de fuite. Ces conditions sont choisies pour simplifier l'explication des différences  $\Delta$  des facteurs de multiplication infinis présentées précédemment. Les graphiques 8.6(a) et 8.6(b) présentent les

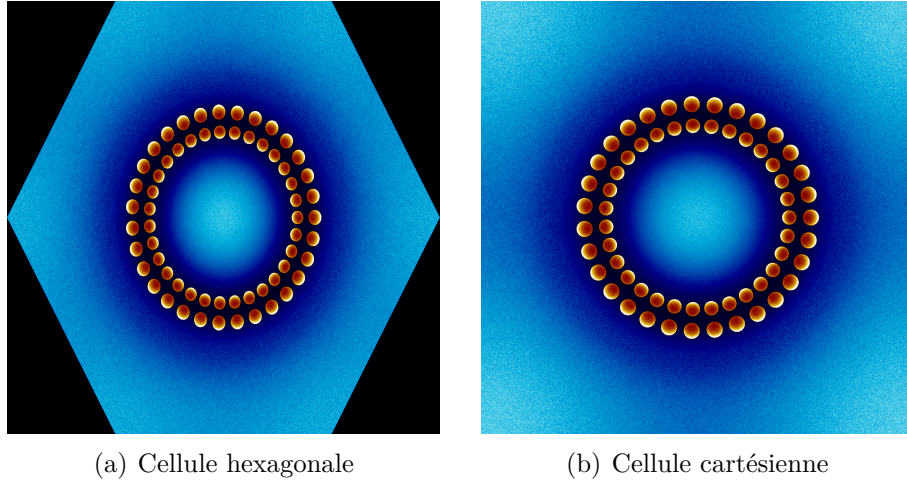


Figure 8.4 Distribution de puissance et de flux thermique dans les deux cellules par SERPENT

différences relatives des taux de fission et d'absorption multigroupes, calculées avec l'équation suivante :

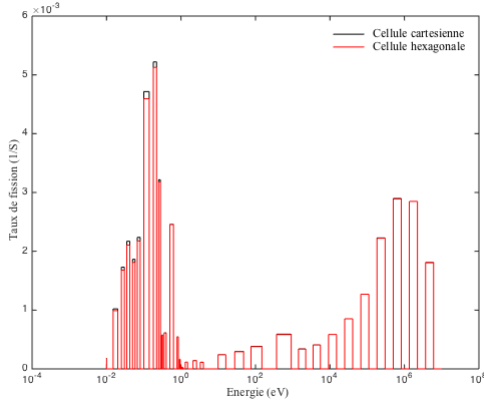
$$\Delta R(\%) = 100 \times \left( \frac{R^{\text{cartésien}} - R^{\text{hexagonal}}}{R^{\text{cartésien}}} \right) \quad (8.6)$$

Les différences les plus importantes sont obtenues pour l'intervalle des énergies rapides (l'énergie est supérieure à  $0.625 \text{ eV}$ ). Les taux de fission de la cellule hexagonale sont plus élevés d'un maximum de 2% et les taux d'absorption sont plus faibles de 1.5%. Les deux cellules semblent avoir des différences très faibles pour l'intervalle des énergies thermiques. Ces changements dans les taux de réaction justifient la différence obtenue pour le facteur de multiplication infini ( $0.85 \text{ mk}$ )

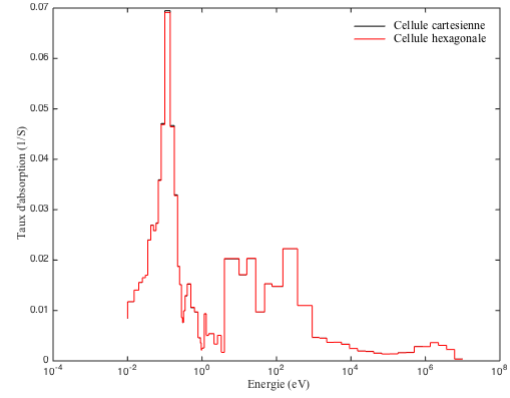
Remarquons que toutes les simulations DRAGON, qui seront présentées à la suite de ce projet, ont été réalisées avec les conditions aux frontières de réflexion isotropes et le modèle de fuite homogène de type B1 et option PNL.

#### 8.1.4 La longueur du cycle et le rapport d'inventaire fissile

L'irradiation du combustible change sa composition initiale. Le rapport d'inventaire fissile à un instant  $t$  se définit comme le rapport de la masse des isotopes fissiles finale et initiale. Il fournit l'information nécessaire pour savoir si le combustible produit plus de matière fissile

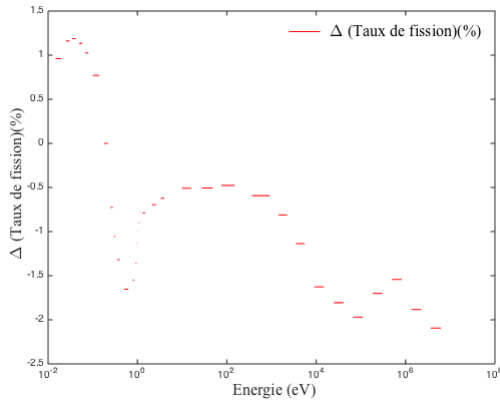


(a) Le taux de fission

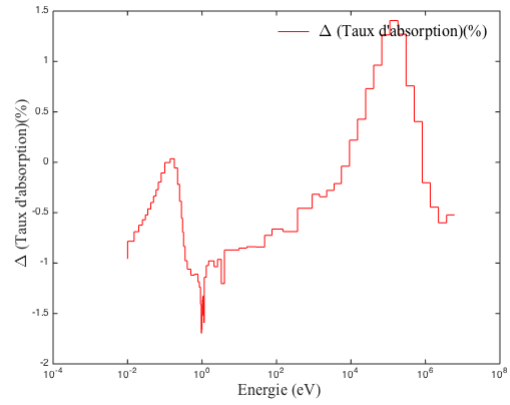


(b) Le taux d'absorption

Figure 8.5 Les taux de réactions de la cellule cartésienne et hexagonale



(a) Le taux de fission



(b) Le taux d'absorption

Figure 8.6 Différences relatives (%) des taux de réactions

qu'il en consomme. Il est donné par l'équation suivante :

$$\begin{aligned}
 FIR(t) &= \frac{\text{Masse des isotopes fissiles à l'instant } t}{\text{Masse initiale des isotopes fissiles}} \\
 &= \frac{M_{U^{233}}(t) + M_{Pa^{233}}(t) + M_{Pu^{239}}(t) + M_{Pu^{241}}(t)}{M_{U^{233}}(t=0) + M_{Pu^{239}}(t=0) + M_{Pu^{241}}(t=0)}
 \end{aligned}$$

Notons que dans le cas du combustible à thorium la masse de l'isotope  $Pa^{233}$ ,  $M_{Pa^{233}}$ , doit être ajoutée puisqu'en cas d'arrêt du réacteur, cet isotope se désintègre en  $U^{233}$  (isotope fissile).

La longueur du cycle (en jours) du combustible est donnée par le nombre de jours d'irradiation

de ce combustible tel que son facteur de multiplication soit strictement supérieur ou égal à 1 ( $k_\infty \geq 1$ ).

La figure 8.7(a) présente la variation, en fonction du temps, des facteurs de multiplication infini des deux cellules étudiées par SERPENT et par DRAGON. Rappelons que pour assurer un bon suivi de la composition du combustible, un pas de temps d'évolution de l'ordre de quelques jours au début du cycle et un pas de temps plus important de l'ordre d'une centaine de jours en fin du cycle ont été choisis. La longueur du cycle de la cellule hexagonale est légèrement plus élevée que la longueur du cycle de la cellule cartésienne (1087.2 jours versus 1084.19 jours). La différence en terme de  $k_\infty$  est égale à 0.51  $mk$  pour  $t = 1087.2$  jours.

La figure 8.7(b) présente la variation du rapport d'inventaire fissile en fonction du temps pour les deux cellules étudiées. La même conclusion peut être tirée. La différence est très faible et elle est de l'ordre de  $3 \times 10^{-3}$  en faveur de la cellule hexagonale. Ce résultat est attendu vu que les propriétés du combustible et du modérateur sont identiques. Les effets de la géométrie sur le FIR et la longueur du cycle sont très faibles.

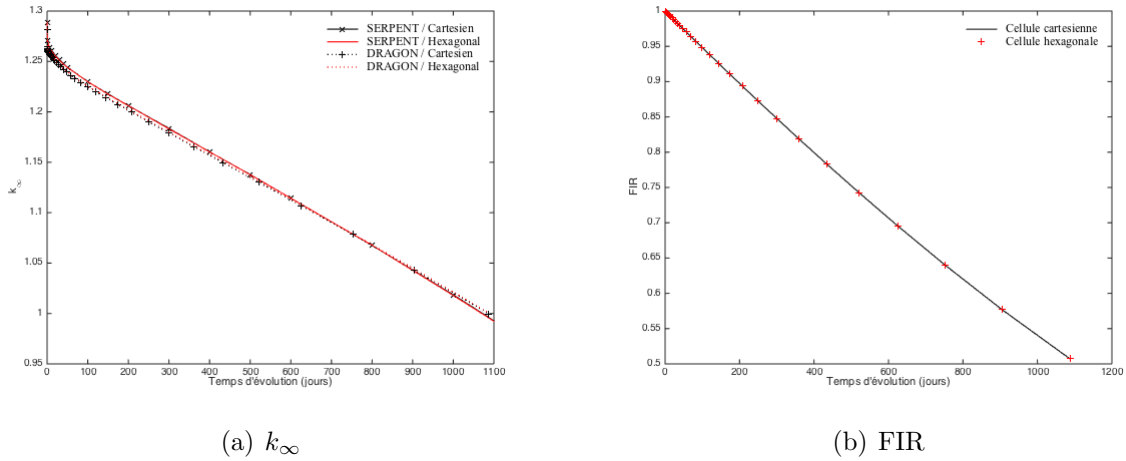


Figure 8.7  $k_\infty$  et FIR en fonction du temps

### 8.1.5 La réactivité du vide

La densité du caloporteur le long d'un canal CANDU-SCWR varie considérablement. L'effet de cette variation a été étudié dans DRAGON pour les deux types de cellules étudiées (cartésienne et hexagonale). La figure 8.8 présente la variation de la densité du caloporteur extérieur qui entoure les crayons du combustible sur le facteur de multiplication infini au début du cycle ( $t = 0$ ) et à température constante ( $T^c = 600K$ ). Il est évident que cette étude

ne prend pas en considération le couplage de la thermohydraulique de l'eau supercritique et elle peut être non physique. Cependant, elle est présentée ici puisqu'elle permet d'avoir un simple aperçu du comportement neutronique de la cellule vis-à-vis la variation de la densité du caloporteur.

À première vue, il est très remarquable que, quelle que soit la cellule étudiée, il existe une valeur de transition (aux alentours de  $0.35 \text{ g/cm}^3$ ) pour laquelle la variation du facteur de multiplication infini est différente. La diminution de la densité du caloporteur à partir de cette valeur augmente le  $k_\infty$ . La différence  $\Delta$  est la même et elle est égale à environ  $2.15 \text{ mk}$ . Cette différence diminue pour les densités du caloporteur supérieures à la valeur de transition et elle atteint  $0.85 \text{ mk}$  pour  $N^c = 0.7 \text{ g/cm}^3$ .

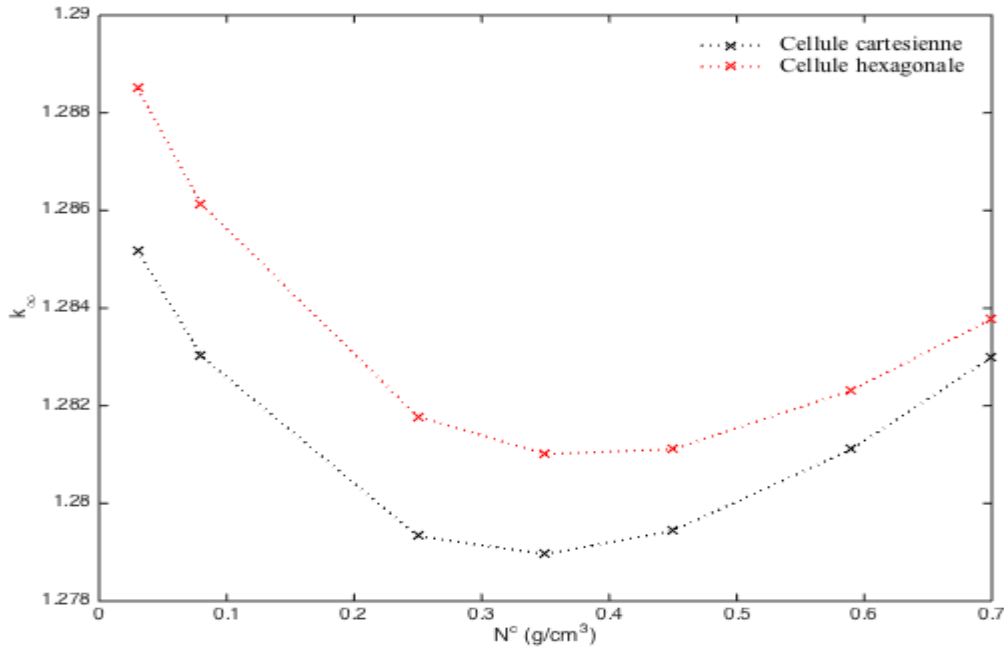


Figure 8.8 Effet de variation de la densité du caloporteur extérieur sur le  $k_\infty$

Les coefficients de réactivité du vide  $CVR$  ( *Coolant Void Reactivity*) calculés par les équations

$$CVR^{ext}(mk) = \left( \frac{1}{k_\infty} - \frac{1}{k_\infty^{ext}} \right) \times 1000 \quad (8.7)$$

$$CVR^{tot}(mk) = \left( \frac{1}{k_\infty} - \frac{1}{k_\infty^{tot}} \right) \times 1000 \quad (8.8)$$

ont été comparés et présentés au tableau 8.3. Les indices “*ext*” et “*tot*” correspondent à la vidange du caloporteur extérieur entourant les crayons du combustible et à la vidange totale de la cellule, respectivement. Premièrement, il importe de noter que les valeurs des  $CVR^{tot}$  sont négatives quelque soit le modèle de cellule étudié. La vidange totale du caloporteur baisse la réactivité du combustible et c’est ce à quoi l’on s’attend pour une cellule de type CANDU-SCWR. Deuxièmement, en comparant les coefficients obtenus pour les deux modèles, on observe que le modèle hexagonal a les valeurs les plus élevées (en valeur absolue). Cela peut s’expliquer par la combinaison de deux facteurs : premièrement, le ralentissement des neutrons de la géométrie hexagonale est plus efficace vu que la distribution du modérateur est plus uniforme, deuxièmement, les conditions aux limites utilisées sont des conditions de réflexion blanches offrant une distribution de neutrons uniformes après la réflexion.

Tableau 8.3 Coefficients de réactivité de vide des cellules cartésienne et hexagonale

	Cellule cartésienne	Cellule hexagonale n°1
$k_{\infty}$	1.28117	1.28232
$k_{\infty}^{ext}$	1.28681	1.29025
$CVR^{ext} (mk)$	3.42	4.79
$k_{\infty}^{tot}$	1.25229	1.25037
$CVR^{tot} (mk)$	-18.00	-19.92

## 8.2 Optimisation des cellules du modèle compact

Pour donner suite à l’étude comparative des paramètres neutroniques du modèle standard CANDU-SCWR et du modèle hexagonal de référence, nous procédons à la sélection d’autres cellules alternatives pour les calculs du coeur compact. Les critères de sélection et les paramètres définissant toutes les cellules étudiées sont présentés avant de choisir les modèles qui assurent la sûreté et l’exploitation optimale du réacteur CANDU-SCWR. Les paramètres neutroniques de ces cellules sont calculés par DRAGON et sont comparés aux résultats du modèle standard.

### 8.2.1 Critères de sélection des cellules performantes

L’optimisation d’un modèle de coeur de réacteur nucléaire doit prendre en compte à la fois l’aspect neutronique, l’aspect thermohydraulique et la sûreté du réacteur. Cependant, il est souvent très difficile d’optimiser ces trois aspects parallèlement. Dans le cadre de ce pro-

jet, nous utilisons les mêmes caractéristiques thermohydrauliques du coeur CANDU-SCWR standard. Par la suite, nous nous intéressons seulement aux critères de sélection relative aux comportements neutroniques. La sûreté du coeur est prise en compte de façon très simplifiée. La sélection d'une configuration de coeur performante se fait à partir des calculs en diffusion, mais elle commence par la présélection des cellules unitaires les plus prometteuses à partir des calculs en transport (St-Aubin, 2014). Les paramètres neutroniques les plus importants à optimiser lors de la sélection de la cellule hexagonale sont le coefficient de réactivité du vide et le facteur de multiplication infini. En effet, le profit principal du coeur compact est le gain en modérateur qui peut être compensé par sa distribution uniforme dans le coeur. Pour ce faire, les volumes occupés par le modérateur et par le caloporteur seront alors optimisés. Le changement de la densité du caloporteur influence directement la réactivité de la cellule. Ainsi, les cellules alternatives proposées doivent avoir des CVR négatifs, tout comme la cellule standard et la cellule hexagonale de référence, pour assurer la sûreté du réacteur, mais aussi assez élevés pour ne pas l'arrêter.

### 8.2.2 Présentation des cellules hexagonales

Les cellules hexagonales étudiées ont été choisies en modifiant minimalement le concept actuel de la grappe CANDU-SCWR. En pratique, la géométrie hexagonale permet d'investir deux options différentes (voir figure 8.9) :

- conserver le pas du réseau cartésien et réduire le volume du modérateur à environ 30%. Ici, une cellule hexagonale avec un pas du réseau identique à celui du réseau cartésien est testée. Elle est identifiée par la cellule n° 2, telle que son côté d'hexagone est donné par :

$$h_{min} = L/\sqrt{3} = 14.4338 \text{ cm} \quad (8.9)$$

et son volume du modérateur est réduit à :

$$V_m = \sqrt{3}L^2/2 - \pi r_{tf}^2 = 283.9616 \text{ cm}^2 \quad (8.10)$$

- conserver le volume du modérateur  $V_m$  et augmenter le pas du réseau. Cette option permet d'augmenter le pas du réseau de  $L = 25 \text{ cm}$  à  $L_{max} = 26.86 \text{ cm}$  et par conséquent de modifier les dimensions de la cellule pour investiguer d'autres cellules qui permettent de réduire l'inventaire d'eau lourde.

Dans le cas de la deuxième option, l'élargissement du rayon externe du tube de force de 9.05 cm à  $r_{tf} = \frac{(L_{max}-s)}{2} - t = 9.9821 \text{ cm}$ , a permis d'étudier sept autres cellules hexagonales.

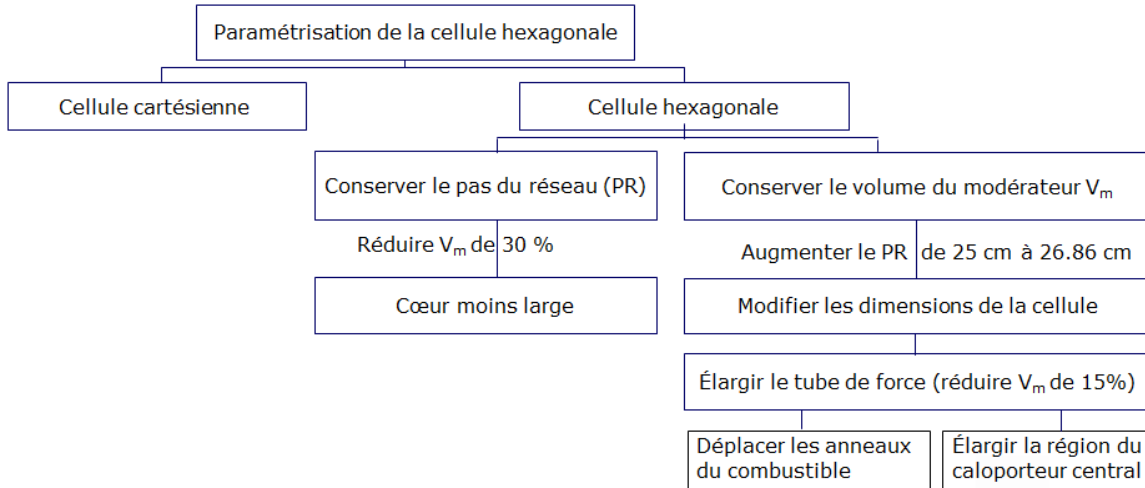


Figure 8.9 Paramétrisation de la cellule hexagonale

Notons que la valeur maximale de  $r_{tf}$  est limitée par les contraintes imposées par les structures mécaniques d'épaisseur  $t = 2.95 \text{ cm}$  requises pour le verrouillage des tubes de force et par les mécanismes de réactivité ( $s$  est la différence entre le pas du réseau et le diamètre externe de ces structures). La cellule hexagonale étudiée dans ce cas est notée cellule n° 3 et elle est caractérisée par un volume du modérateur réduit à  $311.96 \text{ cm}^2$  (une différence d'environ 15% par rapport à la cellule de référence. Les autres cellules étudiées se présentent comme suit :

- cellule n°4 : similaire à la troisième cellule avec déplacement des deux anneaux de crayons de combustible vers l'extérieur de  $0.93 \text{ cm}$ .
- cellule n°5 : similaire à la quatrième cellule avec élargissement de la région du caloporteur central.
- cellule n°6 : similaire à la troisième cellule avec augmentation de l'épaisseur du tube de force.
- cellule n°7 : similaire à la troisième cellule avec augmentation de l'épaisseur de l'isolant.
- cellule n°8 : similaire à la troisième cellule avec déplacement des crayons du combustible externes vers l'extérieur tout en gardant la même distance entre le liner poreux et les crayons externes utilisées pour la cellule cartésienne (voir tableau 8.4).
- cellule n°9 : similaire à la huitième cellule avec déplacement des crayons de combustible de l'anneau internes vers l'intérieur. La distance entre le tube de force et les crayons internes diminue légèrement de  $0.05 \text{ cm}$  et elle correspond à la distance utilisée pour la cellule CANDU-SCWR à 64 crayons de combustible (voir les dimensions au tableau 8.4). La diminution de cette distance ne doit pas affecter la sûreté de la gaine vu que le volume total du caloporteur dans cette cellule a augmenté de  $\pi \times 0.93^2 = 2.71 \text{ cm}^2$ .



Tableau 8.4 Distances entre les différentes régions de la cellule CANDU-SCWR

Distance ( <i>cm</i> )	Cellule à 62 crayons	Cellule à 64 crayons
Liner poreux-Anneau externe	0.125	0.125
Anneau externe-Anneau interne	0.25	0.25
Anneau interne-Tube de force	0.275	0.225

### 8.2.3 Comparaison des facteurs de multiplication infinis

Le tableau 8.5 présente les résultats de comparaison des facteurs de multiplication infinis des modèles de cellules hexagonales étudiées à combustible frais. Les écarts des facteurs de multiplication infinis  $\Delta$  sont calculés par rapport à la cellule hexagonale de référence comme suit :

$$\Delta(mk) = 1000 \times (k_{\infty}^{\text{hexagonale, référence}} - k_{\infty}^{\text{hexagonale}}) \quad (8.11)$$

Nous avons quatre principales conclusions à tirer de ce tableau :

- Le  $k_{\infty}$  de la cellule n°2 est plus faible que celui de la cellule n°1 de 20.60  $mk$ . Ce résultat est prévu puisque son volume du modérateur a été réduit d'environ 23%.
- De même, le  $k_{\infty}$  de la cellule n°3 diminue de 15.40  $mk$  puisque le volume du modérateur diminue de 367.69  $cm^2$  à 311.96  $cm^2$ .
- Le  $k_{\infty}$  de la cellule n° 4 augmente par rapport à la cellule n°3 d'environ 10  $mk$ . La translation des anneaux de combustible vers l'extérieur favorise la thermalisation des neutrons.
- Le  $k_{\infty}$  de la cellule n° 5 diminue par rapport à la cellule n°4 correspondants à  $\Delta = 5.65$   $mk$ . C'est une conséquence de la réduction de la quantité du caloporteur entre les crayons du combustible qui agit comme un modérateur (augmentation du volume de tube entourant la région d'eau lourde centrale)
- Les  $k_{\infty}$  des cellules n°6 et n°7 sont plus petits que le  $k_{\infty}$  de la cellule n°5. Ceci se comprend premièrement par le fait que le volume du modérateur est réduit dans le canal et deuxièmement par le fait que les absorptions parasites sont plus importantes quand les épaisseurs du tube de force et de l'isolant croissent.
- Les  $k_{\infty}$  des cellules n°8 et n°9 sont plus élevés. Rappelons que pour ces cellules, le volume occupé par le modérateur (eau lourde) est réduit d'environ 15% et il est compensé par du caloporteur (eau légère). L'augmentation de la distance entre les crayons de combustible favorise la réactivité de la cellule. Le facteur de multiplication

infini augmente de 1.26692 pour la cellule n°3 à 1.28725 pour la cellule n°9. Ceci s'explique par le fait que le ralentissement des neutrons est plus important vu que la quantité du caloporteur entre les deux anneaux est plus élevée.

Tableau 8.5 Comparaisons des modèles hexagonaux

	Cellule hexagonale				
	n°1	n°2	n°3	n°4	n°5
$k_{\infty}$	1.28232	1.26172	1.26692	1.27665	1.26840
$\Delta(mk)$	-	20.60	15.40	5.65	13.92
	Cellule hexagonale				
		n°6	n°7	n°8	n°9
$k_{\infty}$	-	1.23021	1.25670	1.28504	1.28725
$\Delta(mk)$	-	52.11	25.62	-2.72	-4.9

#### 8.2.4 Comparaison des coefficients de réactivité de vide

Le tableau 8.6 présente les résultats pour la vidange des cellules hexagonales étudiées. Les coefficients de réactivité de vide sont calculés par les équations 8.7 et 8.8.

Premièrement, il importe de remarquer que le  $CVR^{ext}$  des cellules hexagonales alternatives étudiées (n°2, n°3, n°4, n°5, n°6, n°8, n°9) sont négatifs à l'exception de la cellule n°7. La diminution du volume de modérateur permet de déplacer le  $CVR^{ext}$  dans le sens négatif. Le  $CVR^{ext}$  de la cellule hexagonale n°5 augmente par rapport au  $CVR^{ext}$  de la cellule n°4 puisque la quantité du caloporteur entre les crayons du combustible qui agit comme un modérateur est réduite.

Deuxièmement, les  $CVR^{tot}$  de ces cellules sont plus élevés (en valeur absolue) comparés au  $CVR^{tot}$  de la cellule de référence puisque la quantité du modérateur a été réduite et remplacée par du caloporteur. Cette diminution combinée avec la perte totale du caloporteur agit négativement sur le ralentissement des neutrons.

#### 8.2.5 Comparaison des $k_{\infty}$ pour le combustible évolué

La figure 8.10 présente la variation du  $k_{\infty}$  et de l'écart  $\Delta$

$$\Delta(mk) = 1000 \times (k_{\infty}^{\text{Cartésien}} - k_{\infty}^{\text{hexagonal}}) \quad (8.12)$$

calculé par rapport au  $k_{\infty}$  de la cellule cartésienne. Les cellules étudiées sont les cellules hexagonales n°1, n°8 et n°9. Les écarts  $\Delta$  pour les cellules n°8 et n°9 sont plus importants

Tableau 8.6 Résultats des comparaisons des modèles hexagonaux

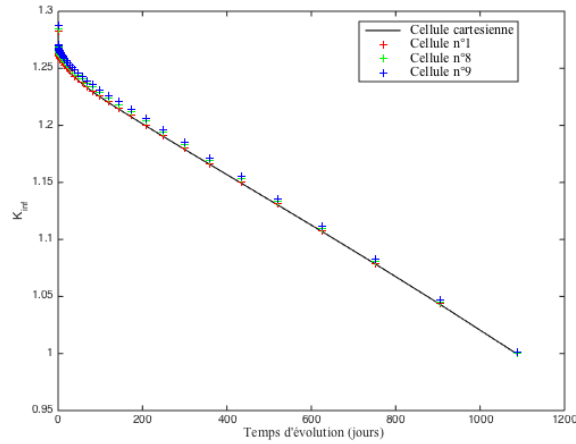
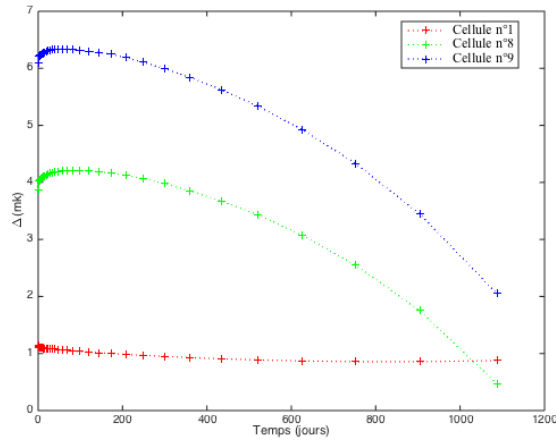
Cellule	$k_{\infty}$	$k_{\infty}^{ext}$	$CVR^{ext}(mk)$	$k_{\infty}^{tot}$	$CVR^{tot}(mk)$
Cellule n°1	1.28232	1.29025	4.79	1.25037	-19.92
Cellule n°2	1.26172	1.26038	-0.84	1.19360	-45.23
Cellule n°3	1.26692	1.25922	-4.82	1.19734	-45.86
Cellule n°4	1.27664	1.25923	-10.83	1.19564	-53.07
Cellule n°5	1.26840	1.26839	0	1.19416	-49.01
Cellule n°6	1.23021	1.22826	-1.29	1.15704	-51.40
Cellule n°7	1.24663	1.24723	0.38	1.18498	-41.73
Cellule n°8	1.28504	1.25973	-15.63	1.19650	-59.69
Cellule n°9	1.28725	1.25922	-17.92	1.19734	-58.33

durant les premiers 400 premiers jours avec une moyenne de 6  $mk$  et 4  $mk$ , respectivement. Ces écarts diminuent à 2  $mk$  et 0.5  $mk$  après 1000 jours d'évolution.

### 8.2.6 Sélection des cellules performantes

D'après les résultats des facteurs de multiplication infinis et des coefficients de réactivité du vide, les cellules qui semblent être les plus prometteuses pour le modèle du réacteur CANDU-SCWR compact sont les suivantes :

- la cellule hexagonale de référence avec un pas du réseau plus large que la cellule standard cartésienne. Elle est légèrement plus réactive de 1.15  $mk$  et son coefficient de réactivité de vide total est négatif et très comparable à celui de la cellule standard. L'avantage de cette cellule est qu'elle garde les mêmes dimensions de la grappe actuelle et l'inconvénient est qu'elle n'apporte pas de gain en modérateur.
- la cellule n°8 dont les rayons des tubes de force et de l'isolant sont élargis de 0.93  $cm$  et le volume du modérateur est réduit de 15%. Les crayons de combustible de l'anneau extérieur sont déplacés vers l'extérieur en gardant la même distance avec le liner poreux que la cellule standard. Son facteur de multiplication infini est plus élevé de 3.87  $mk$  comparée à la cellule standard. L'avantage de cette cellule est le gain en modérateur et le déplacement du coefficient de réactivité de vide extérieur dans le sens négatif. Son inconvénient est que son coefficient de réactivité de vide total est très négatif ( $-59.69$   $mk$ ).

(a)  $k_{\infty}$ (b)  $\Delta$ Figure 8.10 Variation du  $k_{\infty}$  et de l'écart  $\Delta$  en fonction du temps

Remarquons que le calcul de coeur relatif à la cellule n°9 retourne des résultats très similaires à ceux du calcul de coeur de la cellule n°8. L'effet du déplacement des crayons de combustible sur les propriétés neutroniques du coeur est faible.

### 8.3 Génération des bases de données

La génération des bases de données réacteur dans DRAGON peut se faire avec la méthode standard d'interpolation des propriétés nucléaires de la cellule en fonction du taux de combustion ou avec le modèle de feedback. L'avantage de ce modèle est la prise en compte des paramètres locaux de la cellule et globaux du réacteur. Le chapitre précédent a mis à jour

ce modèle pour pouvoir créer une base de données FBM pour le réacteur CANDU-SCWR. L'application de ce modèle permettra par la suite d'évaluer les propriétés neutroniques en fonction des propriétés locales et globales et d'évaluer correctement la performance de ce modèle par rapport au modèle standard.

Pour sélectionner la configuration du coeur la plus prometteuse pour le modèle compact, plusieurs bases de données réacteur ont été générées :

- une base de données de type FBM pour la cellule cartésienne standard
- une base de données de type FBM pour la cellule hexagonale de référence. Le modèle de coeur relatif à cette cellule sera identifié au chapitre 9 par le modèle hexagonal équivalent.
- une base de données de type FBM pour la cellule hexagonale n°8 . Le modèle de coeur qui lui est associé sera identifié par le modèle hexagonal optimisé.

Les procédures de création de ces bases de données ont été détaillées à la section 5.3.

## CHAPITRE 9 ÉVALUATION DES PROPRIÉTÉS NEUTRONIQUES DU COEUR

Ce chapitre présente les résultats du calcul de coeur en diffusion par DONJON. Les modèles de coeur étudiés sont relatifs à la cellule cartésienne, la cellule hexagonale équivalente et la cellule hexagonale optimisée présentées au chapitre 8.

La première partie de ce chapitre présente les plans de rechargements étudiés pour le modèle de coeur compact.

La deuxième partie présente les propriétés neutroniques du coeur évaluées en début et en fin des sept premiers cycles d'évolution du combustible. Le long de chaque cycle, la base de données FBM de chaque modèle est utilisée pour évaluer les sections efficaces macroscopiques en fonction des paramètres locaux de la grappe, à savoir :

- le taux de combustion
- la température et la densité du caloporteur (données au tableau 7.3).
- la température du combustible (donnée au tableau 7.3).
- la concentration du bore
- les concentrations du protactinium et de l'uranium
- le niveau du xénon

En début du cycle, les concentrations isotopiques sont ajustées et les effets des manœuvres de puissance sont considérés. Les propriétés neutroniques étudiées sont les suivantes :

- L'excès de réactivité
- La longueur du cycle
- La puissance maximale de grappe
- La puissance maximale de canal
- La distribution de puissance radiale et axiale
- Le coefficient de réactivité de vide
- Le taux de combustion de sortie moyen du coeur
- Le taux de combustion de sortie maximal de grappe

Le tableau 9.1 est un récapitulatif des paramètres des trois modèles de coeur étudiés.

La troisième partie se concentre sur la comparaison des performances des modèles hexagonaux par rapport au modèle standard en début et en fin du dernier cycle. Les avantages et les inconvénients de chaque modèle sont énumérés afin de statuer sur le modèle le plus performant.

Tableau 9.1 Paramètres du coeur

Paramètre	Cartésien	Équivalent	Optimisé
Type de réseau	cartésien	hexagonal	hexagonal
Puissance thermique (MW)	2540	2540	2540
Nombre de canaux de combustible	336	336	336
Volume du modérateur par canal ( $m^3$ )	0.183	0.183	0.155
Rayon externe de tube de force (cm)	9.05	9.05	9.98
Concentration du bore (ppm)	200	200	200

### 9.1 Optimisation du plan de rechargement hexagonal

Comme introduit à la section 4.4.6, la simulation du rechargement du coeur du modèle CANDU-SCWR hexagonal a commencé par l'étude de quelques plans de rechargement des réacteurs hexagonaux à eau supercritique disponibles dans la littérature :

- Le premier plan de rechargement étudié est utilisé pour les réacteurs VVER (Water Water Energy Reactor) et étudié par Galperin *et al.* (1997). Ce plan de rechargement est basé sur le principe de placer les canaux à combustible neuf à la zone intermédiaire du coeur pour éviter les grands sauts de puissance. Le plan à droite de la figure 9.1 présente une adaptation du plan de rechargement original au modèle hexagonal CANDU-SCWR étudié.
- Le deuxième plan de rechargement étudié est présenté par Oka et Koshizuka (1993) pour simuler le réacteur SCWR japonais (voir le plan à gauche de la figure 9.1). Le coeur est décomposé en trois régions, chacune de ces régions contient seulement deux types de combustibles. Le combustible neuf est placé à la périphérie du coeur tandis que le combustible le plus irradié est placé au centre.

Les résultats de calcul du modèle hexagonal CANDU-SCWR avec ces deux plans de rechargement ne permettaient pas d'optimiser les paramètres neutroniques envisagés par Boczar *et al.* (2010). Les facteurs de pointes de puissance CPPF obtenus sont assez élevés : 1.62 pour le plan de Galperin *et al.* (1997) et 1.7 pour le plan de Oka et Koshizuka (1993).

Un troisième plan de rechargement a donc été testé en réalisant des calculs de coeur par DONJON. Ce plan se présente comme une adaptation du plan cartésien de la figure 4.8 au modèle de coeur hexagonal (voir figure 9.2 pour avoir un aperçu sur la distribution des canaux sur le coeur et la figure 9.3 pour avoir plus de détails sur la distribution des sites d'exposition). Une fonction `matlab` a été écrite pour évaluer les CPPF issus des calculs de coeur du plan

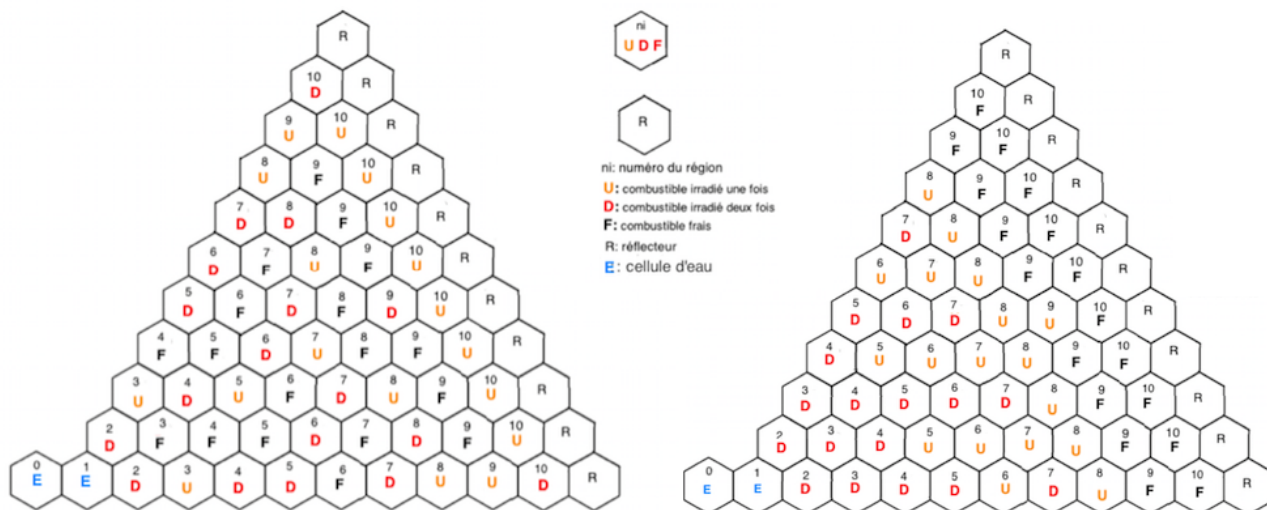


Figure 9.1 Plans de rechargement étudiés par Galperin *et al.* (1997) (à droite) et par Oka et Koshizuka (1993) (à gauche)

étudié en début et en fin des trois premiers cycles. La manipulation des canaux de combustible dans le coeur est faite manuellement à partir de 56 canaux représentant un sixième du coeur. Le tableau 9.2 présente le nombre de canaux de chaque site d'exposition des deux modèles. Le choix de cette répartition est imposé par le nombre de sites d'exposition et par la symétrie de la géométrie. La distribution de 56 canaux sur 3 sites n'est pas homogène. Deux parmi ces 56 canaux passent un ou deux cycles seulement en réacteur. Il est important de noter que l'étude du plan de rechargement du modèle hexagonal est très simplifiée. Cependant, le choix du plan de rechargement final n'a pas été simple. Plusieurs distributions ont été envisagées vu le nombre de canaux à manipuler et le nombre de sites d'exposition. La difficulté provient de la répartition des sites d'exposition du même canal (chaque canal s'irradie trois fois en trois positions distinctes) plutôt que de la répartition des canaux elle-même. La distribution finale des canaux hexagonaux choisie est très équivalente à celle utilisée pour le modèle cartésien (*Rechargement scatter*).

Le calcul de coeur avec ce plan de rechargement optimise les paramètres neutroniques du coeur. Les résultats sont présentés dans les sections qui suivent.



Tableau 9.2 Nombre de canaux de combustible par plan de rechargement

	Cartésien	Hexagonal
Combustible frais	112	114
Combustible irradié une fois	112	114
Combustible irradié deux fois	112	108

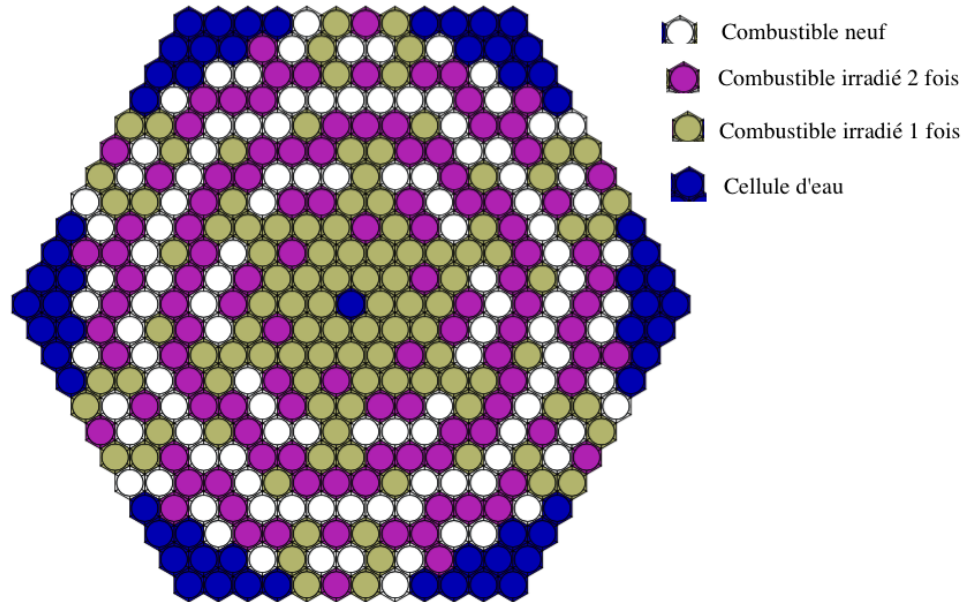


Figure 9.2 Plan de rechargement du modèle CANDU-SCWR hexagonal

## 9.2 Réactivité du coeur

La figure 9.4 présente la variation de la réactivité  $\rho$  des trois modèles de coeur étudiés en début et en fin des cycles. La même concentration de bore est ajoutée au modérateur des trois modèles étudiés (200 ppm). Les réactivités initiales sont ajustées à environ 106 mk, 112 mk et 140 mk pour le modèle cartésien, hexagonal équivalent et hexagonal optimisé, respectivement. Le rechargement du combustible se fait à l'arrêt dès que la réactivité du coeur atteint environ 10 mk.

Le modèle hexagonal équivalent retourne des résultats très comparables au modèle standard. La différence de réactivité initiale est d'environ 6 mk et elle s'estompe en début du cycle 7 impliquant une longueur de cycle plus élevée de 15 jours à la fin du dernier cycle (voir

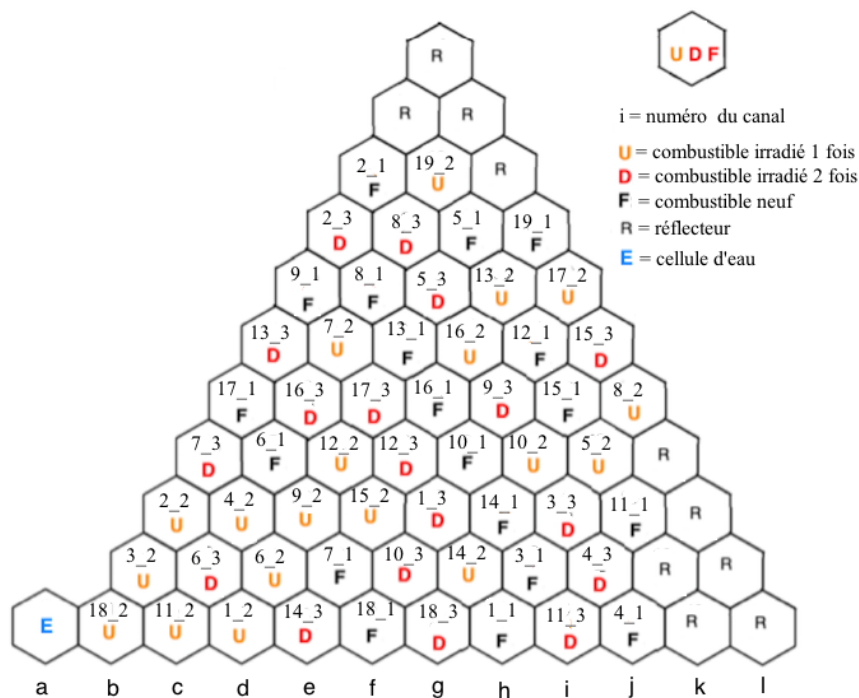


Figure 9.3 Distribution des sites d'exposition sur un sixième du plan de rechargement du modèle CANDU-SCWR hexagonal

figure 9.5).

Le modèle hexagonal optimisé est le plus réactif. Initialement, la différence de réactivité est de 34 mk par rapport au modèle cartésien. Cette différence se réduit à 16 mk en début du dernier cycle simulé. La longueur du cycle correspondante est plus élevée de 45 jours d'évolution.

### 9.3 Distribution de puissance

La figure 9.6 présente les puissances maximales de canal en début (a) et en fin des cycles (b) imprimées avec les mots clé SEND MaxP du module POWER de DONJON. Ces valeurs sont normalisées dans DONJON à la même puissance thermique de 2540 MW. En début des cycles, la puissance maximale de canal du modèle cartésien est plus élevée par rapport aux puissances de canal des modèles hexagonaux. Les plans de rechargement utilisés et le canal d'eau placés aux centres des modèles hexagonaux sont à l'origine de ces différences. Les canaux cartésien les plus chauds (voir figure 4.8) se retrouvent au centre du coeur (canal K11 ou L10). Par contre, les canaux hexagonaux les plus chauds se retrouvent vers l'extérieur

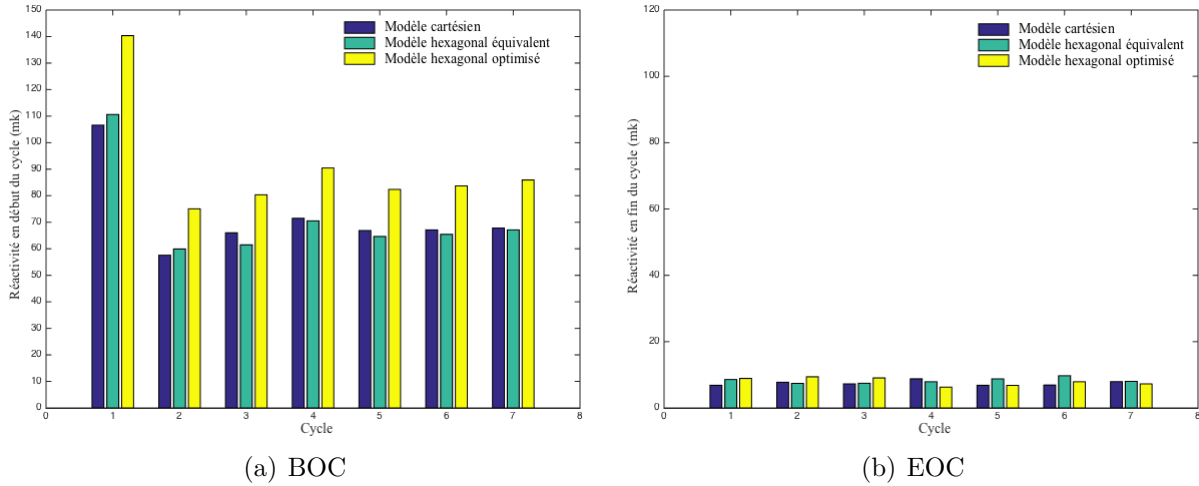


Figure 9.4 Réactivité du coeur en début et en fin du cycle

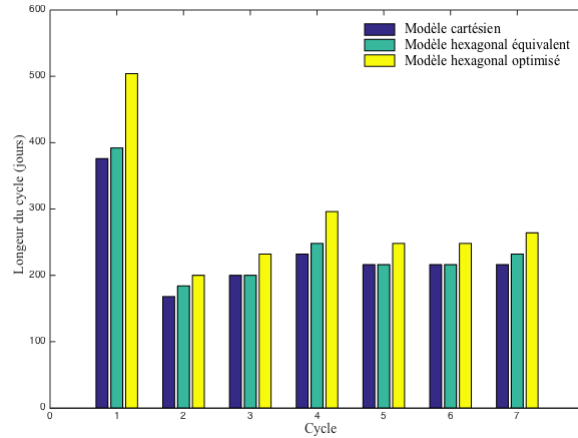


Figure 9.5 Longueurs des cycles

du centre, aux couronnes  $f$  (à l'exception du cycle 1, où le canal le plus chaud est situé à la couronne  $d$ ). En fin des cycles, les trois modèles sont légèrement différents. Le modèle hexagonal optimisé a une distribution radiale plus accentuée vers la périphérie du coeur. Ses canaux les plus chauds se retrouvent au 30<sup>ième</sup> canal de la couronne  $i$ . L'annexe B présente un aperçu de la distribution de ces canaux dans le coeur hexagonal.

De même, la puissance maximale de grappe, présentée à la figure 9.7, est imprimée dans DONJON avec le mots clé SEND MaxP. Le modèle hexagonal optimisé et le modèle cartésien retournent des résultats très comparables au début du cycle 7. En fin des cycles, le modèle hexagonal équivalent et le modèle cartésien ont des puissances maximales de grappes égales. Le profil de puissance axial des canaux les plus chauds est présenté à la figure 9.8 pour le début

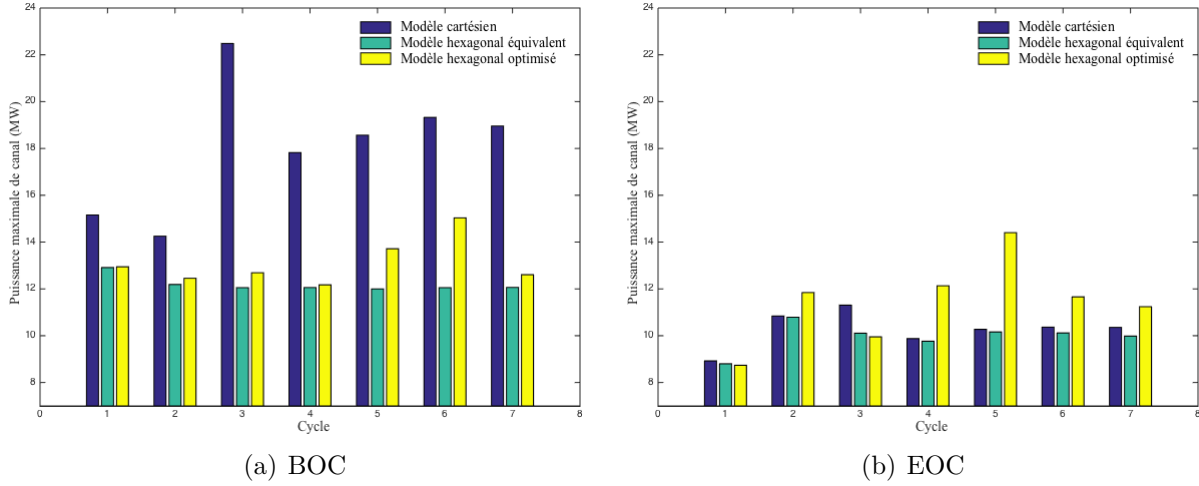


Figure 9.6 Puissance maximale de canal en début et en fin du cycle

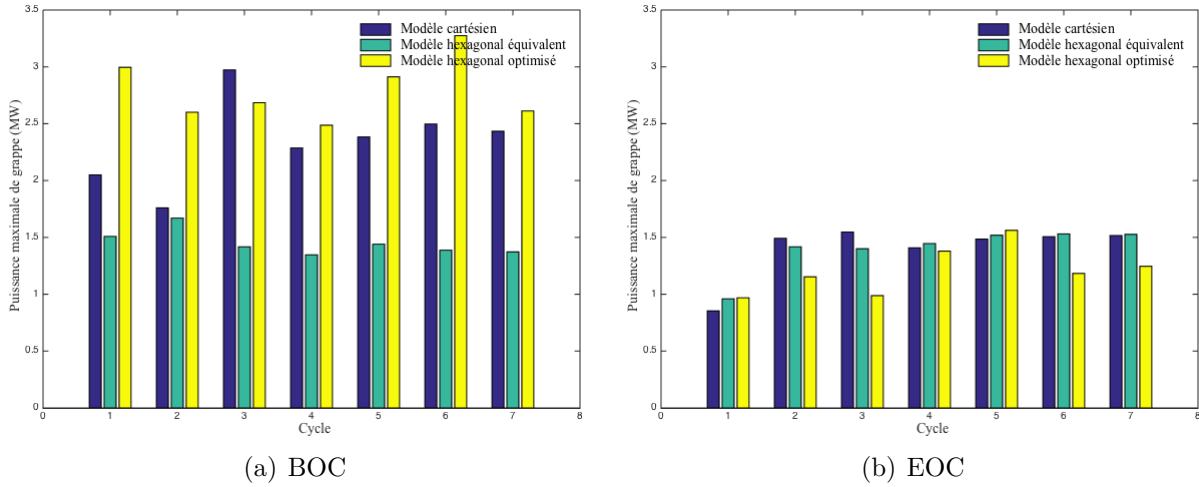


Figure 9.7 Puissance maximale de grappe en début et en fin du cycle

et la fin du cycle 7. Pour chacun des trois modèles, ces valeurs sont normalisées par rapport à la puissance totale du canal étudié. En début du cycle, les trois modèles se comportent de la même façon face au profil axial de densité du caloporteur. Les trois profils de puissances sont décalés vers l'entrée du caloporteur. L'effet de changement de densité du caloporteur est plus ressenti avec le modèle hexagonal optimisé ayant la quantité de caloporteurs par canal la plus élevée. En fin du cycle, ce profil de puissance a tendance à s'aplatir. En effet, l'évolution du combustible de la partie supérieure du canal à un niveau de puissance initiale beaucoup plus faible que le niveau de la partie inférieure permet à ce combustible de produire une quantité plus élevée d'uranium 233 et des quantités plus faibles de xénon et de protactinium.

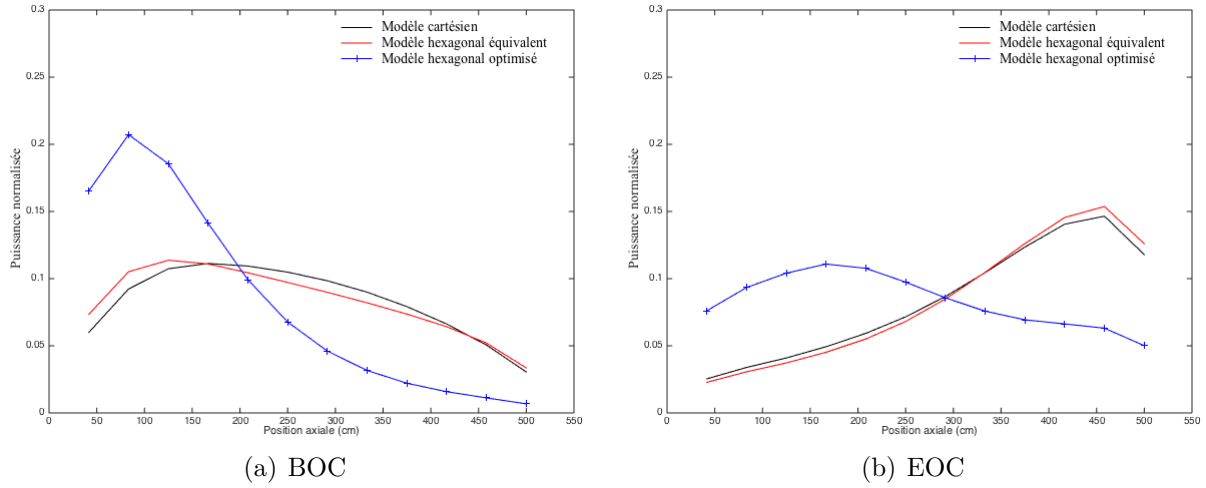


Figure 9.8 Distribution de puissance axiale en début et en fin du cycle 7

#### 9.4 Taux de combustion

Le module REFUEL de DONJON a été légèrement modifié pour imprimer les taux de combustion de sortie de grappe BURN-POOL pour les calculs de coeur instantanés. Le taux de combustion moyen du coeur est évalué par rapport au nombre de grappes déchargées. Les figures 9.9 présentent la variation de ces taux de combustions calculés à la fin de chaque cycle. Le modèle hexagonal optimisé présente les valeurs les plus élevées permettant une exploitation maximale du combustible. Les modèles cartésien et hexagonal équivalents retournent des résultats très comparables.

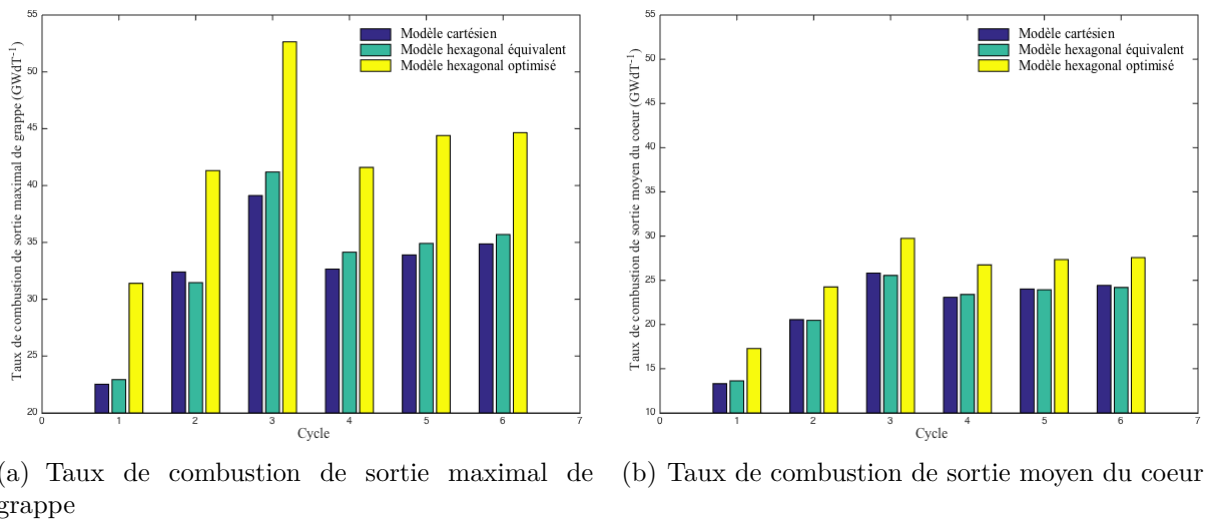


Figure 9.9 Taux de combustion de sortie maximal de grappe et moyen du coeur

## 9.5 Coefficient de réactivité de vide

Le modèle FBM permet de traduire les perturbations dues au changement de la densité du caloporteur entourant les crayons du combustible du canal. Les perturbations dues au changement dans le caloporteur du centre du canal n'ont pas été prises en compte pour cette étude. Les calculs de vidange totale du coeur ont été réalisés avec les bases de données CPO. La figure 9.10 présente la variation des coefficients de réactivité de vide extérieur  $CVR^{ext}$  (a) et  $CVR^{tot}$  total (b) en fonction du temps d'évolution du combustible. Ces coefficients sont calculés avec les équations respectives suivantes :

$$CVR^{ext}(mk) = \left( \frac{1}{k_{eff}} - \frac{1}{k_{eff}^{ext}} \right) \times 1000 \quad (9.1)$$

$$CVR^{tot}(mk) = \left( \frac{1}{k_{eff}} - \frac{1}{k_{eff}^{tot}} \right) \times 1000 \quad (9.2)$$

Le modèle cartésien et le modèle hexagonal équivalent ont des  $CVR^{ext}$  initiaux positifs de l'ordre de 1.5 mk et 2 mk respectivement. Au cours de l'évolution du combustible, ces coefficients diminuent légèrement et se stabilisent à des valeurs plus négatives. Le modèle hexagonal optimisé présente un CVR négatif en tout temps et plus élevé en amplitude. Sa valeur moyenne est égale à -10 mk. Les  $CVR^{tot}$  des trois modèles sont négatifs en tout temps d'évolution. Le modèle hexagonal optimisé présente la valeur de  $CVR^{ext}$  la plus élevée en valeur absolue. La différence moyenne par rapport au modèle cartésien est équivalente à 20 mk.

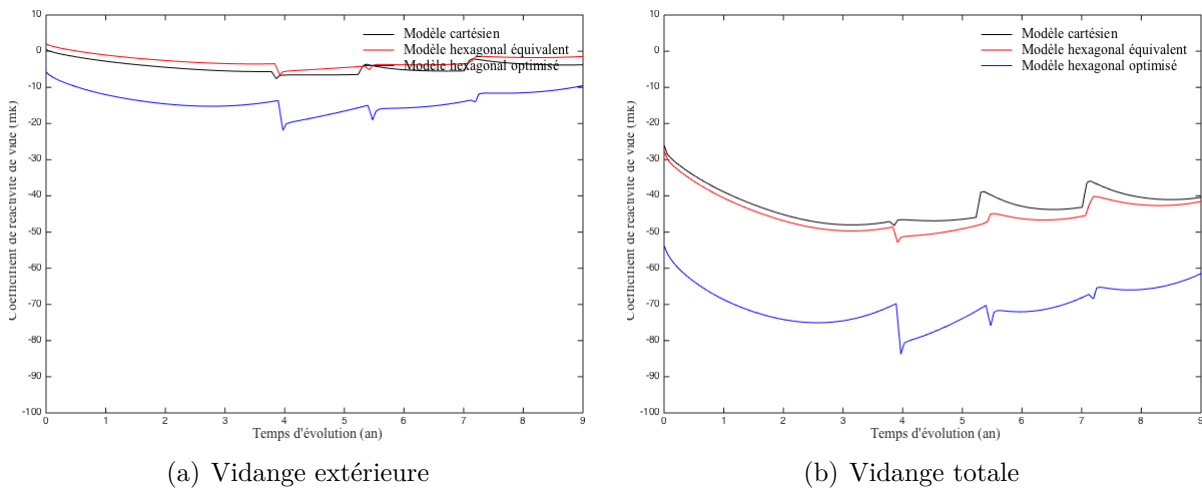


Figure 9.10 Coefficient de réactivité de vide

## 9.6 Évaluation des performances neutroniques des modèles étudiés

Les travaux de recherche au sujet des réacteurs CANDU-SCWR qui évaluent les paramètres neutroniques (et thermohydrauliques) d'un modèle de coeur donné par rapport à un autre modèle de référence comparent les résultats du calcul de coeur en début et en fin du cycle (Pencer *et al.*, 2013; Hummel, 2015; Harrison, 2015; Raouafi, 2017; McDonald, 2011a). L'évaluation d'un modèle se fait à l'équilibre, généralement environ 6 cycles d'évolution. Rappelons que le modèle de coeur le plus performant est celui qui répond aux exigences suivantes (Metin *et al.*, 2016) :

- Maximiser le taux de combustion pour permettre une utilisation maximale du combustible : le taux de combustion de sortie de grappe envisagé est de  $40 \text{ MWdT}^{-1}$ .
- Assurer un coefficient de réactivité de vide négatif permettant de réduire la réactivité du coeur en cas de perte de caloporteur.
- Réduire les puissances maximales radiales et axiales : la distribution axiale de puissance le long du canal suit la variation axiale de température et de densité du caloporteur. Il est important de réduire les valeurs maximales de puissances pour éviter des problèmes liés à la sûreté du réacteur (fusion des matériaux).

Les travaux de recherche de Pencer *et al.* (2013) montrent que l'optimisation d'un paramètre donné pénalise généralement d'autres paramètres. Le passage de la cellule à 78 crayons de combustible à la cellule à 64 crayons, par exemple, a permis d'augmenter le taux de combustion moyen de 50%, de réduire la puissance axiale maximale de 15%. Cependant, il a fait augmenter l'amplitude du coefficient de réactivité de vide total de 5.7 mk à 45 mk en fin du cycle (en étant toujours négatif). La longueur du cycle s'est réduite à moins de 5% et la puissance maximale de canal a augmenté de 2% en début et en fin du cycle.

Le tableau 9.3 présente un récapitulatif des résultats des paramètres neutroniques étudiés en début de l'équilibre (cycle 7). En général, les résultats du calcul du réacteur CANDU-SCWR cartésien sont en cohérence avec les calculs présentés par les travaux de Pencer *et al.* (2013), Raouafi (2017) et Hummel (2015) réalisé avec le même type de cellule (à 62 crayons de combustible). Les différences obtenues peuvent s'expliquer comme suit :

- le profil de variation axiale de température et de densité de caloporteur utilisé dans DONJON n'est pas le même : Hummel (2015) utilise une discrétisation axiale de 20 régions par canal ayant chacune des propriétés déterminées par un calcul thermohydraulique de canal par CATHENA. Raouafi (2017) discrétise le canal en cinq niveaux axiaux.
- Hummel (2015) utilise le modèle feedback pour les calculs de coeur stationnaires (et transitoires) sans corrections des effets de puissance (effet du xénon et effet du pro-

Tableau 9.3 Propriétés du coeur à l'équilibre (cycle 7)

Paramètre	Cartésien	Équivalent	Optimisé
Réactivité (BOC / EOC) (mk)	68 / 9.4	67 / 9.5	85.5 / 9.35
Longueur du cycle (jours)	220	235	260
Burnup moyen de sortie du coeur ( $GWdT^{-1}$ )	24.8	24.8	28
Burnup maximal de sortie de grappe ( $GWdT^{-1}$ )	35	35.8	45
Puissance maximale de canal (BOC / EOC) (MW)	18.5 / 10.2	12 / 10	12.3 / 11
Puissance maximale de grappe (BOC / EOC) (MW)	2.6 / 1.5	2.45 / 1.5	2.6 / 1.25
CVR de la vidange extérieure (mk)	-4	-1	-10
CVR de la vidange totale (mk)	-40	-40	-60

tactinium/uranium). Raouafi (2017) utilise la méthode standard de création des bases de données (CPO). Dans les deux cas, aucune correction des effets de puissance n'a été considérée. Le rechargement du réacteur se fait instantanément et les manoeuvres de puissance qui en résulte ne sont pas simulées.

- Pencer *et al.* (2013) utilise la chaîne du calcul WIMS-AECL/RFSP (Altiparmakov, 2008; Rouben, 2002) de façon équivalente à la chaîne du calcul DRAGON/DONJON utilisée dans ce projet.

Généralement, le modèle hexagonal équivalent retourne, pour la majorité des paramètres étudiés, les mêmes résultats du modèle cartésien standard, à l'exception de

- la longueur du cycle qui augmente de 15 jours d'évolution (7%). Cette augmentation est le résultat de l'excès de la réactivité obtenue en début du premier cycle (112 mk vs 106 mk ).
- la puissance maximale de canal en début du cycle est réduite d'environ 35%. Cette diminution est principalement due aux différences dans les plans de rechargement, à la distribution des canaux dans le coeur et au canal d'eau ajoutée au centre du coeur.

La distribution axiale de la puissance le long du canal cartésien et du canal hexagonal équivalent est similaire (voir figure 9.8). De légères différences peuvent être remarquées à l'entrée du canal. Ces différences sont liées à la distribution du caloporteur entre les canaux du combustible. Les coefficients de réactivité de vide extérieur et total sont légèrement différents d'un maximum de 2 mk en fin du cycle.

Les avantages introduits par le modèle hexagonal optimisé sont plus importants. Ils se résument comme suit :



- augmentation de la réactivité initiale d'environ 17 mk,
- augmentation de la longueur du cycle de 40 jours d'évolution (17%),
- augmentation des taux de combustion maximal de grappe et moyen du coeur de 22% et 11%, respectivement
- diminution de la puissance maximale de canal en début du cycle d'environ 32%,

Ces avantages sont la combinaison de l'augmentation du volume de caloporteur par canal et de la diminution du volume du modérateur. Le taux d'absorption des neutrons dans le modérateur (eau lourde) est réduit alors que le taux de ralentissement est plus augmenté. Le résultat est une meilleure utilisation du combustible sur une période plus élevée avec une distribution radiale de puissance plus aplatie. Les problèmes qui peuvent être associés à ce modèle sont liés principalement aux points suivants :

- l'augmentation en valeur absolue de la valeur du coefficient de réactivité de vide total d'environ 20 mk : cette augmentation complique le contrôle du réacteur et peut provoquer son arrêt. Pour réduire cet écart, il est possible de réduire le volume du caloporteur. Rappelons ici, que la cellule du modèle hexagonal optimisé élargit le rayon externe des tubes de forces au maximum possible. Il serait intéressant d'étudier la variation du CVR en fonction de l'élargissement du tube de force pour statuer sur un modèle ayant une réponse plus faible à la vidange du caloporteur. L'utilisation d'un modérateur solide est aussi possible afin d'éviter la grande chute de réactivité lors d'un accident de vidange de caloporteur (Pencer *et al.*, 2013).
- la forte variation axiale de la puissance le long du canal en début du cycle (voir figure 9.8) : l'augmentation du volume du caloporteur par grappe accentue l'effet de variation de la densité du caloporteur sur le profil de puissance. Malgré l'utilisation optimale du combustible à l'entrée du caloporteur (densité élevée) et l'aplatissement de ce profil en fin du cycle, les pics de puissance en début du cycle ne sont pas acceptables pour le fonctionnement des grappes qui se retrouvent à l'entrée (voir figure 9.8) du caloporteur. Des canaux de combustible de différents enrichissements peuvent être utilisés pour compenser la diminution de la densité du caloporteur à la sortie du caloporteur (Salaun, 2018). Équilibrer la combustion du thorium et du plutonium le long du canal permet d'aplatir le profil axial de puissance.

## CHAPITRE 10 CONCLUSION

Depuis la tenue du forum international sur les réacteurs de générations IV, plusieurs pays se sont concentrés sur l'étude des réacteurs à eau supercritique. Le Canada développe sa propre version de réacteur CANDU-SCWR. Le passage vers ce nouveau concept de réacteur à tube de force, représente un avantage aux chercheurs vu l'expertise acquise avec les réacteurs CANDU actuels. Néanmoins, de nouvelles contraintes apparaissent dues principalement aux conditions supercritiques du caloporteur. Plusieurs travaux de recherche sont développés pour statuer sur un modèle de réacteur fiable.

Dans ce contexte, l'introduction d'un nouveau modèle de coeur CANDU-SCWR compact a été proposée. Ce dernier permet d'optimiser les paramètres neutroniques du modèle de coeur standard. Ne disposant pas de méthode de calcul dédié à la simulation des réacteurs de type SCWR, l'effort a d'abord été porté sur l'adaptation de la chaîne de calcul DRAGON/DONJON aux réacteurs CANDU-SCWR. Le modèle FBM permet d'interpoler la base de données du réacteur en fonction des paramètres locaux de la grappe CANDU-6. Ce modèle a été modifié pour étudier l'impact de la présence du thorium (distribué avec du plutonium) dans le combustible et l'impact des transitoires de puissances sur le comportement neutronique du coeur. Les effets de variation de la puissance de la grappe sur les sections efficaces macroscopiques ont été associés principalement aux variations des concentrations isotopiques du protactinium, de l'uranium et du xénon. La méthode de calcul choisie permet d'évaluer les concentrations de ces isotopes en fonction du burnup et du niveau de flux de la grappe calculé par DONJON. À partir des déviations de ces concentrations isotopiques par rapport aux concentrations nominales et des coefficients de feedback, FBM évalue l'effet de puissance sur la section efficace macroscopique. Dans le cas du rechargement du combustible, FBM ajuste ces concentrations isotopiques en tenant compte de l'arrêt du réacteur et de la décroissance radioactive du xénon et du protactinium. Les transitoires de puissance subies par les grappes déplacées entre les différentes régions du coeur sont simulés dès la mise en marche du réacteur.

Dans un premier temps, le modèle standard CANDU-SCWR (cartésien) a été simulé pour vérifier et corriger les équations d'interpolation implémentées dans le modèle FBM aux réacteurs à l'eau supercritique. De la comparaison avec le calcul de coeur CPO hétérogène, qui utilise une base de données CPO pour chaque plan axial du coeur, il ressort que FBM permet de simuler correctement les perturbations associées aux températures du caloporteur et du combustible et à la densité du caloporteur. L'erreur calculée sur la puissance maximale de

puissance en fin de l'évolution du combustible est de l'ordre de 0.8%.

Par la suite, les comparaisons menées sur l'étude de l'effet de puissance sur la distribution radiale et axiale de puissance ont montré que la méthode implémentée dans FBM permet d'aplatir le profil de puissance radiale en fin de l'évolution du combustible. De plus, l'erreur calculée sur la puissance maximale de canal en fin de l'évolution du combustible sans la correction du xénon est de l'ordre de 4%. La correction du xénon permet de diminuer cette erreur à 1.5%. Le modèle FBM simule la dépendance des concentrations isotopiques du combustible à thorium, le protactinium  $^{233}\text{Pa}$ , et l'uranium  $^{233}\text{U}$ , au niveau de puissance de la grappe. La concentration de l' $^{233}\text{U}$  produit est directement liée à celle du  $^{233}\text{Pa}$ . La constante de désintégration radioactive équivalente de ce dernier dépend à la fois du niveau de flux, de sa constante radioactive  $\lambda_\beta$  et de sa section efficace microscopique d'absorption. Les calculs de coeur sans la correction de puissance utilisent des sections efficaces macroscopiques relatives à un seul niveau de puissance (le niveau de fonctionnement nominal).

L'application du modèle FBM pour la simulation du rechargement du combustible, quant à elle, a démontré des résultats plus importants. Le coeur cartésien a été suivi sur 7 cycles. La fin d'un cycle est contrôlée par la réactivité du coeur qui ne devrait pas dépasser 10 mk. Le plan de rechargement étudié est à trois lots dans lequel le combustible passe trois cycles dans le coeur. Le rechargement des grappes de combustible frais et le déplacement des grappes de combustible irradié se font sur une période de 29 jours à l'arrêt. Les comparaisons avec les résultats de calcul sans la correction de puissance et sans la simulation des manœuvres de puissance ont montré que l'erreur calculée sur la réactivité du coeur en début du cycle est de l'ordre de 10 mk. La différence sur la puissance maximale de canal au début et à la fin du cycle 7 est de l'ordre de 13% et 4%, respectivement. L'étude de la puissance axiale du canal ayant la puissance la plus élevée montre qu'au début de l'évolution du combustible, le profil de puissance axiale suit la forme décalée du profil axial de la densité du caloporteur (un décalage vers l'entrée du canal). Au fur et à mesure que le combustible brûle, ce profil de puissance s'aplatit. À partir de ce moment, l'évolution du combustible avec simulation des effets de puissance (incluant la correction du xénon) et des effets de température et de densité montre que le profil de puissance axiale oscille entre l'entrée et la sortie du canal. Ces oscillations ont été associées aux effets contradictoires de puissance et densité de caloporteur.

En général, l'adaptation du modèle FBM au réacteur CANDU-SCWR a été menée pour prendre en compte la physique des réacteurs refroidis à l'eau supercritique. Cette étude a permis d'identifier les effets des paramètres thermohydrauliques du caloporteur et du combustible et les effets de puissance sur le comportement neutronique du réacteur. Cependant, nous recommandons de mener d'autres études, parallèlement à celles présentées à la section

7.4 pour probablement améliorer la qualité des résultats présentés. Premièrement, il sera intéressant d'associer au caloporteur central un isotope homogène lors de la création de la base de données permettant de simuler les perturbations de sa densité par FBM. Ceci permettra de simuler l'accident de la vidange totale du coeur. Deuxièmement, l'effet de la variation de la concentration du samarium en fonction du niveau de flux sur la section efficace macroscopique a été négligé comparé aux effets du xénon et du protactinium. Une méthode de calcul plus précise prenant en compte cet effet pourrait être élaborée dans une autre étude.

Dans un deuxième temps, les performances du modèle compact ont été étudiées. Ces études ont débuté par des comparaisons entre la cellule CANDU-SCWR cartésienne et la cellule hexagonale qui lui est équivalente. La seule différence entre ces deux cellules est le type de réseau (cartésien et hexagonal). Pour éviter l'incohérence associée à l'analyse de la géométrie dans DRAGON, le code de calcul de cellule SERPENT a été utilisé pour étudier les paramètres neutroniques de chaque cellule. Une différence de l'ordre de 0.3 mk est obtenue en faveur du facteur de multiplication infini de la cellule hexagonale. Les comparaisons du spectre neutronique et du rapport d'inventaire fissile montrent que le comportement neutronique des deux cellules est très comparable.

À partir des caractéristiques du réseau hexagonal, il a été possible d'élargir le rayon externe du tube de force de la grappe et de réduire le volume du modérateur et le remplacer par du caloporteur. Cette option a permis par la suite d'optimiser d'autres cellules hexagonales ayant des dimensions géométriques différentes et de les comparer à la cellule cartésienne. Les calculs de la vidange de la cellule par DRAGON montrent que la diminution du volume du modérateur peut déplacer la réactivité vers le sens négatif. Finalement, une cellule a été choisie pour représenter le modèle de coeur CANDU-SCWR hexagonal optimisé. Elle permet de diminuer le volume d'eau lourde d'environ 15%, d'augmenter le facteur de multiplication infini et de réduire le coefficient de réactivité du vide de la cellule.

Les performances du modèle hexagonal équivalent (associé à la cellule hexagonale équivalente) et du modèle hexagonal optimisé ont été comparées à celles du modèle cartésien. Ces trois modèles de coeur sont caractérisés par la même puissance thermique (2540 MW) et le même nombre de canaux de combustible (336 canaux). Pour préserver la symétrie du coeur hexagonal, une cellule d'eau a été placée au centre du coeur et pour une comparaison cohérente, la même quantité de bore a été ajoutée au modérateur des trois modèles.

Les calculs de coeur ont commencé par le développement d'un plan de rechargement du coeur hexagonal. Les facteurs de pointe de puissance radiale de plusieurs plans de rechargement testés ont été comparés pour mettre en place un plan de rechargement équivalent à celui du modèle cartésien. Outre le gain en modérateur associé au modèle hexagonal optimisé,

l'évolution de son combustible sur 7 cycles avec ce plan de rechargement permet :

- d'augmenter la réactivité initiale du coeur du cycle 7 d'environ 17 mk,
- d'augmenter la longueur du cycle d'environ 17%,
- d'augmenter les taux de combustion maximal de grappe et moyen du coeur de 22% et 11%, respectivement,
- de diminuer la puissance maximale de canal en début du cycle d'environ 32

Ces avantages sont associés à l'augmentation du volume du caloporteur dans le coeur et à sa distribution uniforme entre les canaux du combustible.

Ce projet de recherche a démontré que l'utilisation de la géométrie hexagonale peut optimiser les paramètres neutroniques du coeur. Cependant, l'interprétation des avantages associés au modèle hexagonal doit se faire sans perdre de vue sur les inconvénients relatifs aux coefficients de réactivité de vide. La grande perte de réactivité à la suite d'une vidange totale du réacteur soulève des problèmes liés au contrôle de la réactivité du réacteur qui doivent être pris en compte. L'étude de la variation du coefficient de réactivité de vide totale du coeur en fonction du rayon du tube de force optimisé (ou de la quantité du caloporteur ajoutée) pourrait faire l'objet d'une étude parallèle. La conception des mécanismes de réactivité pour le coeur du réacteur est un autre point délicat de la géométrie hexagonale. L'insertion des barres de contrôle dans le coeur pendant le fonctionnement du réacteur est un grand défi pour les réacteurs à cuve sous pression et en position verticale. Les barres de contrôle inclinées proposées pour le coeur cartésien peuvent être étudiées. De plus, la recherche d'une méthode de calcul plus avancée pour la mise en place d'un plan de rechargement pour le modèle hexagonal doit être développée. Finalement, l'évaluation des paramètres neutroniques du coeur en géométrie hexagonale avec un couplage neutronique-thermohydraulique et un calcul de cinétique doit être réalisée.

## RÉFÉRENCES

- D. Altiparmakov (2008). New capabilities of the lattice code WIMS-AECL. *International Conference on Reactor Physics, Nuclear Power : A Sustainable Resource (PHYSOR 2008)*. Interlaken, Switzerland, 14–19.
- K. Bae and H. Joo and Y. Bae (2007). Conceptual design of a 1400 MWe supercritical water cooled reactor core with a cruciform type U/Zr solid moderator. *Proceedings of International congress on advances in nuclear power plants ICAPP'07*. Nice, France.
- N. Bejaoui (2012). *Simulation numérique de l'effet du réflecteur radial sur les cellules REP en utilisant les codes DRAGON et DONJON*. Mémoire de maîtrise, École Polytechnique de Montréal.
- N. Bejaoui and G. Marleau (2014). Modelling of CANDU-SCWR unit cell with DRAGON : From cartesian to hexagonal geometry. *Canada-China Conference on Advanced Reactor Development CCCARD 2014*. Niagara Falls, Canada.
- G.I. Bell and S. Glasstone (1970). *Nuclear reactor theory*. Van Nostrand Reinhold Company.
- P. Boczar and W. Shen and J. Pencer and B. Hyland and P. Chan and R. Dworhak (2010). Reactor physics studies for a Pressure Tube Super critical Water Reactor (PT-SCWR). *The 2<sup>nd</sup> Canada-China Joint Workshop on Super critical water-cooled Reactors (CCSC-2010)*. Canadian Nuclear Society, Toronto, ON, Canada.
- J.P. Bonal and L. Gosman and D. Simeone (2010). Les réacteurs du futur : le nouveau challenge matériaux. CEA, services d'études des matériaux irradiés, séminaire de l'école doctorale rayonnement et environnement, France.
- J. Buongiorno (2003). An alternative SCWR design based on vertical power channels and hexagonal fuel assemblies. *Proceedings of Global 2003*. New Orleans, LA.
- J. Buongiorno and P. MacDonald (2003). Progress report for the FY-03 generation-IV R&D activities for the development of the SCWR in the U.S. INEEL/EXT-03-01210.
- F. Ceschino and J. Kuntzmann (1963). *Problèmes différentiels de conditions initiales Méthodes numériques*. Dunod.
- X. Cheng and X. Schulenberg and D. Bitterman and P. Rau (2003). Design analysis of core assemblies for supercritical pressure conditions. *Nuclear Engineering and Design*, 223, 279–294.
- C.K. Chow and H. Khartabil (2007). Conceptual fuel channel designs for CANDU-SCWR. *3<sup>rd</sup> International Symposium on SCWR—Design and Technology*. Shanghai, China.

- T. Courau (2004). Éléments de transport neutronique : schéma industriel appliqué aux calculs de réacteur. *Notes de cours ENSPG*.
- K. Dobashi and A. Kimura and Y. Oka and S. Koshizuka (1998). Conceptual design of a high temperature power reactor cooled and moderated by supercritical light water. *Annals of Nuclear Energy*, 25, 487–505.
- K. Fischer and T. Schulenberg and E. Laurien (2009). Design of a supercritical water cooled reactor with a three-pass core arrangement. *Nuclear Engineering and Design*, 239, 800–812.
- A. Galperin and P. Reichert and A. Radkowsky (1997). Thorium fuel for light water reactors reducing proliferation potential of nuclear power fuel cycle. *Science and Global Security : the technical basis for arms control, disarmament, and nonproliferation initiatives*, 6, 285–290.
- GIF (2002). A technology roadmap for Generation IV nuclear energy systems. Issued by U.S DOE Nuclear Energy Research Advisory Committee and the Generation IV International Forum. GIF-002-00.
- S. Glasstone and A. D. Sesonske (1981). *Nuclear Reactor Engineering*. Van Nostrand Reinhold Ltd, New York.
- P. Guillemin (2009). *Recherche de la haute conversion en cycle thorium dans les réacteurs CANDU et REP*. Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble, Grenoble, France.
- M. Guyot (2011). *Development of the micro-depletion method in chain of codes DRAGON4/DONJON4*. Mémoire de maîtrise, Institut de génie nucléaire, École Polytechnique de Montréal.
- G. Harrison (2015). *Prise en compte des conditions des matériaux et du couplage axial le long d'un canal du réacteur refroidi à eau supercritique canadien*. Thèse de doctorat, École Polytechnique de Montréal.
- A. Hébert (2009). *Applied reactor physics*. Presses Internationales Polytechnique.
- A. Hébert (2013). Revisiting the Ceschino interpolation method. Institut de génie nucléaire, École Polytechnique de Montréal.
- A. Hébert and G. Marleau (1991). Generalization of the Stammeler method for the self-shielding of resonant isotopes in arbitrary geometries. *Nuclear science and engineering*, 108(3), 230–239.
- A. Hébert and G. Mathonnière (1993). Development of a third-generation superhomogenisation method for the homogenization of a pressurized water reactor assembly. *Nuclear science and engineering*, 115, 129–141.

- A. Hébert and D. Sekki and R. Chambon (2018). *A user guide for DONJON version 5*, Report IGE-344. Institut de génie nucléaire, École Polytechnique de Montréal.
- J. Hofmeister and C. Waata and J. Starflinger and T. Schulenberg and E. Laurien (2007). Fuel assembly design study for a reactor with supercritical water. *Nuclear Engineering and Design*, 237, 1513–1521.
- D. Hummel (2015). *Transient neutronic-thermalhydraulic coupling in a PT-SCWR*. Thèse de doctorat, McMaster University.
- IAEA (2002). Thorium fuel utilization : options and trends. Rapport technique, IAEA-TECDOC-1319, IAEA, nuclear power technology development section, Vienne, Autriche.
- IAEA (2005). Thorium fuel cycle : potential benefits and challenges. Rapport technique, IAEA-TECDOC-1450, IAEA, nuclear fuel cycle and materials section, Vienne, Autriche.
- X. J. Ingremeau (2011). *Méthodologie d'optimisation d'un cœur de réacteur à neutrons rapides, application à l'identification de solutions (combustible, cœur, système) permettant des performances accrues*. Thèse de doctorat, L'Université de PARIS-SUD 11.
- IRSN (2012). Panorama des filières de réacteurs de quatrième génération GEN IV.
- H. Kalos and P. Whitlock (1986). *Monte Carlo Methods*. John Wiley and Sons.
- K. Kamai and A. Yamaji and Y. Ishiwatari and Y. Oka and J. Liu (2005). Fuel and core design of Super Light Water Reactor with stainless steel claddings. *proceedings of ICAPP 05*.
- K. Kamai and A. Yamaji and Y. Ishiwatari and Y. Oka and J. Liu (2006). Fuel and core design of super light water reactor with low leakage fuel loading pattern. *Journal of Nuclear Science and Technology*, 43(2), 129–139.
- H. Khartabil (2009). SCWR : Overview : The Generation IV International Forum. GIF Symposium, Paris, France.
- H. Khartabil and N. Spinks and W. Diamond (2005). The pressure-tube concept of generation IV Super Critical Water-cooled Reactor SCWR : Overview and status. International Congress on Advances in Nuclear Power Plants, ICAPP'05, American Nuclear Society, Republic of Seoul, Korea.
- D. Kropaczek and P. Turinsky (1991). In-core nuclear fuel management optimization for pressurized water reactors utilizing simulated annealing. *Nuclear Technology*, 95, 1.
- J. Leppänen (2007). *Development of a new Monte Carlo reactor physics code*. Thèse de doctorat, Helsinki University of Technology.



- L.K.H Leung (2014). Thermalhydraulics and safety-related experiments in support of the Canadian SCWR concept development. *Canada-China Conference on Advanced Reactor Development CCCARD 2014*. Niagara Falls, Canada.
- J. Ligou (1997). *Introduction au génie nucléaire*. Presses Polytechniques et universitaires romandes.
- X.J. Liu and X. Cheng (2009). Thermal-hydraulic and neutron-physical characteristics of a new SCWR fuel assembly. *Annals of Nuclear Energy*, 36, 28–36.
- X.J. Liu and T. Yang and X. Cheng (2010). Core and sub-channel analysis of SCWR with mixed spectrum core. *Annals of Nuclear Energy*, 37, 1674–1682.
- P. MacDonald and J. Buongiorno and J. Sterbentz and C. Davis and R. Witt (2004). Feasibility study of supercritical water cooled reactor for electric power production, final report. INEEL/EXT-04-02530.
- G. Marleau and R. Roy and A. Hébert (2013). *A user guide for DRAGON 3.06, Report IGE-174 Rev. 9*. Institut de génie nucléaire, École Polytechnique de Montréal.
- M. McDonald (2011a). *Fuel and Core Physics Considerations for a Pressure Tube Super Critical Water Cooled Reactor*. Thèse de doctorat, McMaster University.
- M. McDonald (2011b). *Fuel and Core Physics Considerations for a Pressure Tube Supercritical Water Cooled Reactor*. Thèse de doctorat, McMaster University.
- Y. Metin and G. Michel and J. Pencer and M. McDonald and D. Rhodes and H. Hamilton and L. Leung (2016). Canadian Super critical water-cooled Reactor core concept and safety features. *CNL review*, 5, 189–202.
- L. Michel-SENDIS (2009). *Production de l'uranium 233 en combustible MOX/ThPu en réacteur à eau légère. Développement du code MURE d'évolution du combustible, scénarios de transition vers un cycle du thorium*. Thèse de doctorat, U.F.R scientifique d'Orsay, Paris, France.
- A. Moghrabi and D. Novog (2018). Determination of the optimal few-energy group structure for the canadian Super Critical Water-cooled Reactor. *Annals of Nuclear Energy*, 115, 27–38.
- OCDE (1965). World uranium and thorium resources. Rapport technique, Organisation de Coopération et de Développement Économique, Paris, France.
- Y. Oka and S. Koshizuka (1993). Concept and design of supercritical-pressure, direct cycle light water reactor. *Nuclear Technology*, 103, 295–302.
- Y. Oka and S. Koshizuka and S. Ishiwatari and A. Yamaji (2010). *Super light water reactors and super fast reactors : supercritical pressure light water cooled reactors*. Springer US.

- Y. Oka and S. Koshizuka and T. Yamasaki (1992). Direct cycle light water reactor operating at supercritical pressure. *Nuclear Science and Technology*, 29, 585–588.
- J. Pencer and A. Colton and V. Anghel and X. Wang and D. Watts and L. Blomeley and S. Yue (2013). Core neutronics for the canadian SCWR conceptual design. *The 6<sup>th</sup> International Symposium on Super critical water-cooled Reactors, ISSCWR-6*. Shenzhen, Guangdong, China.
- J. Pencer and M. Edwards and N. Onder (2012). Axial and radial graded enrichment options for the canadian SCWR. *The third China-Canada Joint Workshop on Supercritical Water-Cooled Reactors (CCSC-2012)*. Chinese Nuclear Society, Shaanxi, China.
- I. Petrovic and P. Benoist (1996). BN theory : Advances and new models for neutron leakage calculation. *Advances in nuclear science and technology*, 24, 93.
- A. Propov and O. Andrei (2012). Adapting the feedback model to dynamic core heterogeneity. *Annals of Nuclear Energy*, 48, 134–137.
- J. Quist and K. Roos and T. Terlaky (2001). Reloading nuclear reactor fuel using mixed-integer nonlinear optimization. *Optimization and Engineering*, 2, 251–276.
- H. Raouafi (2012). *Étude numérique de l'autoprotection spatiale dans des échantillons fortement absorbants irradiés dans le réacteur SLOWPOKE*. Mémoire de maîtrise, École Polytechnique de Montréal.
- H. Raouafi (2017). *Simulation de mécanismes de contrôle de la réactivité inclinés du réacteur SCWR-canadien en utilisant les codes DRAGON-5 et DONJON-3*. Thèse de doctorat, École Polytechnique de Montréal.
- T. Reiss (2011). *Coupled Neutronics – Thermal hydraulics Analysis of SCWRs*. Thèse de doctorat, Budapest University of Technology and Economics, Institute of Nuclear Techniques.
- T. Reiss and S. Feher and S. Czifrus (2011). Xenon oscillation in SCWRs. *Progress in Nuclear Energy*, 53, 457–462.
- P. Reuss (2003). *Précis de neutronique*. EDP Sciences, Les Ulis, France.
- B. Rouben (2002). RFSP-IST the industry standard tool computer program for CANDU reactor core design and analysis. *The 13<sup>th</sup> Pacific Basin Nuclear Conference (PNBC-2002)*. China.
- D. Rozon (1992). *Introduction à la cinétique des réacteurs nucléaires*. École Polytechnique de Montréal.
- D. Rozon (1999). Note de cours : ENE61-09 gestion du combustible. Institut de génie nucléaire, École Polytechnique de Montréal.

- D. Rätz (2012). *Neutronics Experiments and Analysis Related to Strong Moderation Heterogeneity in LWRs*. Thèse de doctorat, ÉCOLE POLYTECHNIQUE FÉDÉRALE DE LAUSANNE.
- F. Salaun (2018). *Assessment and Optimization of the Canadian SCWR reactivity control systems through reactor physics and thermal-hydraulics coupling*. Thèse de doctorat, McMaster University.
- T. Schulenberg and J. Starflinger and J. Heinecke (2008). Three pass core design proposal for a high performance light water reactor. *Progress in Nuclear Energy*, 50, 526–531.
- D. Selengut (1960). Diffusion coefficient for heterogeneous system. *Trans. Am. Nucl.*, 3, 398.
- A. Shioiri and K. Moriya and Y. Oka and H. Takahashi (2003). Development of supercritical-water cooled power reactor conducted by a Japanese joint team. *International Conference on Global Environment and Advanced Nuclear Power Plants GENS4/ANP2003*. Kyoto, Japan.
- M.T. Sissaoui and G. Marleau (1995). Application of the feedback model for the history base using DRAGON. *19<sup>th</sup> CNS Simulation Symposium*. Hamilton, Ontario.
- D. Squarer and T. Schulenberg and D. Struwe and Y. Oka (2003). High Performance Light Water Reactor. *Nuclear Engineering and Design*, 221, 167–180.
- E. St-Aubin (2014). *Ajustement du rechargement et des mécanismes de réactivité des réacteurs CANDU pour les cycles de combustible avancés*. Thèse de doctorat, École Polytechnique de Montréal.
- E. Varin and G. Marleau (2005). Validating the history-based method in DRAGON/DONJON using G2 core follow-up. *26<sup>th</sup> Annual CNS conference 29th CNS/CNA student conference*. Canada.
- E. Varin and G. Marleau (2006). CANDU reactor core simulations using fully coupled DRAGON and DONJON calculations. *Annals of Nuclear Energy*, 33, 682–691.
- E. Varin and R. Roy and J. Koklas and A. Hébert (2011). *A user guide for DONJON 3.02, Report IGE-200 Rev. 5*. Institut de génie nucléaire, École Polytechnique de Montréal.
- J. Veeder (1978). Thorium fuel cycles in CANDU. Rapport technique AECL-7615, Atomic Energy of Canada Limited, Chalk River, ON.
- L. Wang and D. Qin and Q. Li and B. XIA (2013). A new SCWR fuel assembly with two-row of fuel rods between the hexagonal moderator channels. *Annals of Nuclear Energy*, 58, 60–64.
- A. Yamaji and Y. Oka and S. Koshizuka (2003). Three-dimensional core design of SCLWR-H with neutronic and thermal hydraulic coupling. *Proceedings of Global 2003*.

- M. Yetisir and M. Gaudet (2014). Reactor core and plant design concepts of the Canadian supercritical water-cooled reactor. *Canada-China Conference on Advanced Reactor Development CCCARD 2014*. Niagara Falls, Canada.
- Y. Zafar and I. Javaid and S. Ikram (2011). Comparaison of radionuclide's inventories and activities with slightly enriched uranium and plutonium fuel in CANDU reactors. *World Journal of Nuclear Science and Technology*, 1, 31–36.
- S. Zhi and L. Simon (2010). Numerical investigation of supercritical water-cooled nuclear reactor in horizontal rod bundles. *Nuclear Engineering and Design*, 240, 776–782.

## ANNEXE A    MISE À JOUR DU MODULE D'ANALYSE DE LA GÉOMÉTRIE NXT DE DRAGON

Avant d'utiliser les dernières routines implémentées dans le module **NXT**, des tests préliminaires ont été réalisés. Nous avons procédé à la vérification des volumes analytiques par des comparaisons entre les volumes calculés par **NXT** et les volumes réels des différents régions de la géométrie par des fonctions matlab. Pour assurer une bonne vérification, il a été recommandé d'utiliser une géométrie à plusieurs régions. Pour cela, nous avons choisi la cellule avec discrétisation triangulaire et une région annulaire et 6 grappes de crayons, représentée à la figure A.1 comportant au total 31 régions. Les rapports entre les volumes analytiques et numériques calculés par **DRAGON** en double précision pour chaque région sont donnés au tableau A.1. Nous remercions un très bon accord entre les deux volumes calculés cependant les différences peuvent être expliquées par le fait que la lecture des fichiers d'entrées et le stockage des données dans **NXT** se fait en simple précision même si le calcul est en double précision.

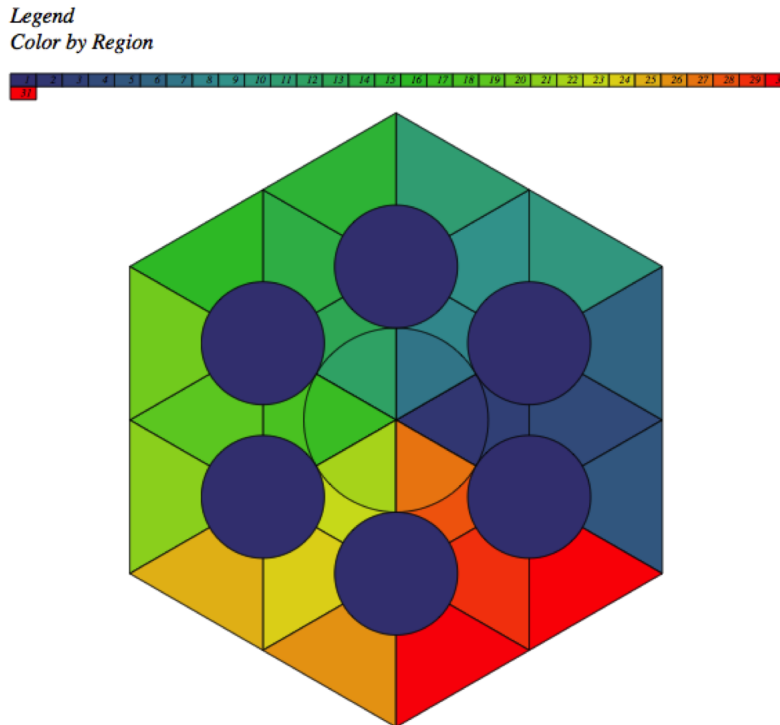


Figure A.1 Géométrie utilisée pour la vérification des volumes analytiques et numériques

La première vérification du tracking concerne l'emplacement et la génération des lignes de

tracking. Nous avons tracé les figures A.2 et A.3 en utilisant le module TLM de DRAGON et matlab pour visualiser les lignes de tracking d'une cellule et d'un assemblage 2D avec discrétisation triangulaire, deux régions annulaires contenant six grappes de crayons. Ces figures montrent que les lignes sont convenablement situées dans les régions appropriées de la géométrie ce qui signifie que le module NXT a généré un tracking adéquat.

La deuxième vérification du tracking concerne la vérification des volumes numériques calculés par NXT en fonction des longueurs respectives des segments qui traversent chaque région par rapport aux volumes analytiques. Le tableau A.2 présente les résultats de ces comparaisons selon la quadrature à poids égaux programmée dans NXT avec l'option EQW (option par défaut). Il faut remarquer que la quadrature de Gauss-Legendre (GAUS *npol*) n'est pas encore programmée pour l'analyse des géométries hexagonales avec l'option HEXTCEL.

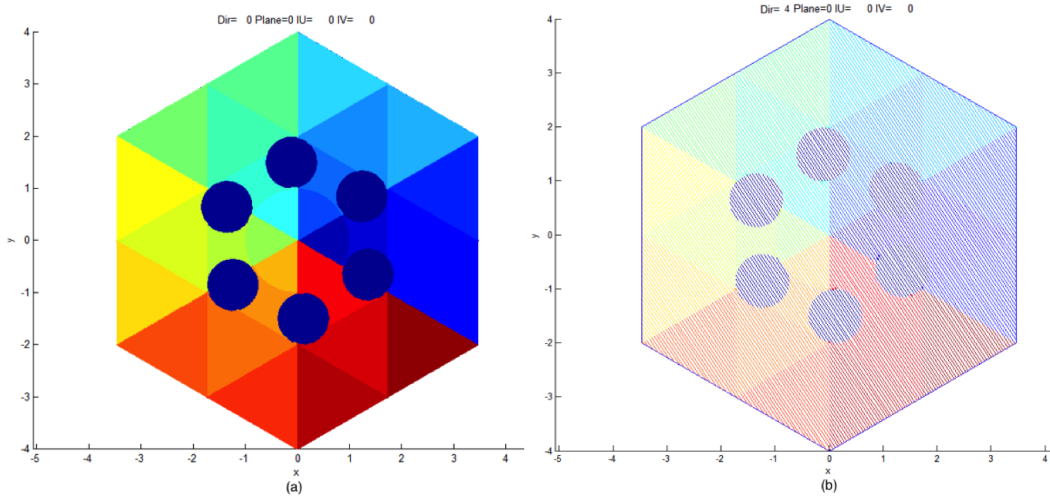


Figure A.2 Vérification de l'emplacement des lignes de tracking générés par NXT dans toutes les directions (a) et dans une seule direction (b) d'une cellule (HEXTCEL et CLUSTER)

Pour valider les résultats des calculs NXT, nous avons réalisé des comparaisons avec des calculs MONTE CARLO par SERPENT. La cellule étudiée est donnée à la figure 5.2, elle est modélisée par DRAGON (module GEO et option HEXTCEL avec des CLUSTER) et correspond bel et bien à la cellule CANDU-SCWR à 62 crayons étudiée dans ce projet.

Pour déterminer une bonne combinaison de paramètre de tracking et de discrétisation triangulaire, nous avons réalisé plusieurs calculs dont les résultats sont donnés au tableau A.3. On observe qu'une discrétisation triangulaire correspondant à 14 hexagones concentriques (autrement dit  $6 \times 14^2 = 1176$  triangles) combinée à des paramètres de tracking d'ordre égal à 4 et de densité égale à  $10 \text{ cm}^2$  est suffisante pour valider la mise à jour du module NXT par SERPENT (la différence en  $k_\infty$  est égale à  $54 \text{ pcm}$ ).

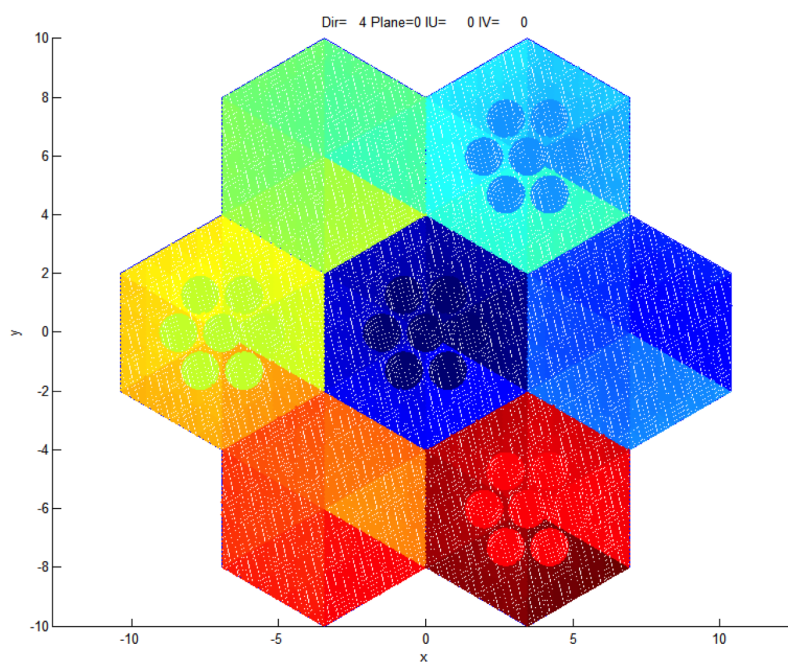


Figure A.3 Vérification de l'emplacement des lignes de tracking générés par NXT dans une seule direction d'un assemblage (HEX et HEXT)

Tableau A.1 Vérification des volumes analytiques et numériques

<b>Numéro de région</b>	<b>Rapport entre volume analytique et numérique en double précision</b>
1	1.000361892223D+00
2	9.978503464093D-01
3	1.012434223237D+00
4	9.998765744990D-01
5	9.990519726640D-01
6	9.990522057671D-01
7	9.978503464093D-01
8	1.012434223237D+00
9	9.998765744990D-01
10	9.990519726640D-01
11	9.990522057671D-01
12	9.978503464093D-01
13	1.012434223237D+00
14	9.998765744990D-01
15	9.990519726640D-01
16	9.990522057671D-01
17	9.978503464093D-01
18	1.012434223237D+00
19	9.998765744990D-01
20	9.990519726640D-01
21	9.990522057671D-01
22	9.978503464093D-01
23	1.012434223237D+00
24	9.998765744990D-01
25	9.990519726640D-01
26	9.990522057671D-01
27	9.978503464093D-01
28	1.012434223237D+00
29	9.998765744990D-01
30	9.990519726640D-01
31	9.990522057671D-01





## ANNEXE B IDENTIFICATION DES CELLULES DU COEUR HEXAGONAL

Les cellules du coeur hexagonal sont identifiées dans DONJON de la façon suivante :

### NXNAME

```
'a01'
'b01' 'b02' 'b03' 'b04' 'b05' 'b06'
'c01' 'c02' 'c03' 'c04' 'c05' 'c06' 'c07' 'c08' 'c09' 'c10'
'c11' 'c12'
'd01' 'd02' 'd03' 'd04' 'd05' 'd06' 'd07' 'd08' 'd09' 'd10'
'd11' 'd12' 'd13' 'd14' 'd15' 'd16' 'd17' 'd18'
'e01' 'e02' 'e03' 'e04' 'e05' 'e06' 'e07' 'e08' 'e09' 'e10'
'e11' 'e12' 'e13' 'e14' 'e15' 'e16' 'e17' 'e18' 'e19' 'e20'
'e21' 'e22' 'e23' 'e24'
'f01' 'f02' 'f03' 'f04' 'f05' 'f06' 'f07' 'f08' 'f09' 'f10'
'f11' 'f12' 'f13' 'f14' 'f15' 'f16' 'f17' 'f18' 'f19' 'f20'
'f21' 'f22' 'f23' 'f24' 'f25' 'f26' 'f27' 'f28' 'f29' 'f30'
'g01' 'g02' 'g03' 'g04' 'g05' 'g06' 'g07' 'g08' 'g09' 'g10'
'g11' 'g12' 'g13' 'g14' 'g15' 'g16' 'g17' 'g18' 'g19' 'g20'
'g21' 'g22' 'g23' 'g24' 'g25' 'g26' 'g27' 'g28' 'g29' 'g30'
'g31' 'g32' 'g33' 'g34' 'g35' 'g36'
'h01' 'h02' 'h03' 'h04' 'h05' 'h06' 'h07' 'h08' 'h09' 'h10'
'h11' 'h12' 'h13' 'h14' 'h15' 'h16' 'h17' 'h18' 'h19' 'h20'
'h21' 'h22' 'h23' 'h24' 'h25' 'h26' 'h27' 'h28' 'h29' 'h30'
'h31' 'h32' 'h33' 'h34' 'h35' 'h36' 'h37' 'h38' 'h39' 'h40'
'h41' 'h42'
'i01' 'i02' 'i03' 'i04' 'i05' 'i06' 'i07' 'i08' 'i09' 'i10'
'i11' 'i12' 'i13' 'i14' 'i15' 'i16' 'i17' 'i18' 'i19' 'i20'
'i21' 'i22' 'i23' 'i24' 'i25' 'i26' 'i27' 'i28' 'i29' 'i30'
'i31' 'i32' 'i33' 'i34' 'i35' 'i36' 'i37' 'i38' 'i39' 'i40'
'i41' 'i42' 'i43' 'i44' 'i45' 'i46' 'i47' 'i48'
'j01' 'j02' 'j03' 'j04' 'j05' 'j06' 'j07' 'j08' 'j09' 'j10'
'j11' 'j12' 'j13' 'j14' 'j15' 'j16' 'j17' 'j18' 'j19' 'j20'
'j21' 'j22' 'j23' 'j24' 'j25' 'j26' 'j27' 'j28' 'j29' 'j30'
```

```

'j31' 'j32' 'j33' 'j34' 'j35' 'j36' 'j37' 'j38' 'j39' 'j40'
'j41' 'j42' 'j43' 'j44' 'j45' 'j46' 'j47' 'j48' 'j49' 'j50'
'j51' 'j52' 'j53' 'j54'
'k01' 'k02' 'k03' 'k04' 'k05' 'k06' 'k07' 'k08' 'k09' 'k10'
'k11' 'k12' 'k13' 'k14' 'k15' 'k16' 'k17' 'k18' 'k19' 'k20'
'k21' 'k22' 'k23' 'k24' 'k25' 'k26' 'k27' 'k28' 'k29' 'k30'
'k31' 'k32' 'k33' 'k34' 'k35' 'k36' 'k37' 'k38' 'k39' 'k40'
'k41' 'k42' 'k43' 'k44' 'k45' 'k46' 'k47' 'k48' 'k49' 'k50'
'k51' 'k52' 'k53' 'k54' 'k55' 'k56' 'k57' 'k58' 'k59' 'k60'
'l01' 'l02' 'l03' 'l04' 'l05' 'l06' 'l07' 'l08' 'l09' 'l10'
'l11' 'l12' 'l13' 'l14' 'l15' 'l16' 'l17' 'l18' 'l19' 'l20'
'l21' 'l22' 'l23' 'l24' 'l25' 'l26' 'l27' 'l28' 'l29' 'l30'
'l31' 'l32' 'l33' 'l34' 'l35' 'l36' 'l37' 'l38' 'l39' 'l40'
'l41' 'l42' 'l43' 'l44' 'l45' 'l46' 'l47' 'l48' 'l49' 'l50'
'l51' 'l52' 'l53' 'l54' 'l55' 'l56' 'l57' 'l58' 'l59' 'l60'
'l61' 'l62' 'l63' 'l64' 'l65' 'l66'
'm01' 'm02' 'm03' 'm04' 'm05' 'm06' 'm07' 'm08' 'm09' 'm10'
'm11' 'm12' 'm13' 'm14' 'm15' 'm16' 'm17' 'm18' 'm19' 'm20'
'm21' 'm22' 'm23' 'm24' 'm25' 'm26' 'm27' 'm28' 'm29' 'm30'
'm31' 'm32' 'm33' 'm34' 'm35' 'm36' 'm37' 'm38' 'm39' 'm40'
'm41' 'm42' 'm43' 'm44' 'm45' 'm46' 'm47' 'm48' 'm49' 'm50'
'm51' 'm52' 'm53' 'm54' 'm55' 'm56' 'm57' 'm58' 'm59' 'm60'
'm61' 'm62' 'm63' 'm64' 'm65' 'm66' 'm67' 'm68' 'm69' 'm70'
'm71' 'm72'
'n01' 'n02' 'n03' 'n04' 'n05' 'n06' 'n07' 'n08' 'n09' 'n10'
'n11' 'n12' 'n13' 'n14' 'n15' 'n16' 'n17' 'n18' 'n19' 'n20'
'n21' 'n22' 'n23' 'n24' 'n25' 'n26' 'n27' 'n28' 'n29' 'n30'
'n31' 'n32' 'n33' 'n34' 'n35' 'n36' 'n37' 'n38' 'n39' 'n40'
'n41' 'n42' 'n43' 'n44' 'n45' 'n46' 'n47' 'n48' 'n49' 'n50'
'n51' 'n52' 'n53' 'n54' 'n55' 'n56' 'n57' 'n58' 'n59' 'n60'
'n61' 'n62' 'n63' 'n64' 'n65' 'n66' 'n67' 'n68' 'n69' 'n70'
'n71' 'n72' 'n73' 'n74' 'n75' 'n76' 'n77' 'n78'
NYNAME
'A'

```